



Universidade do Minho

Escola de Engenharia

Amaro Gonçalves de Castro

**Estudo de queimador de flauta de queima
pobre com estabilização aerodinâmica de
chama**

Tese de Mestrado

Ciclo de Estudos Conducente ao Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Trabalho efetuado sob a orientação de

Professor Doutor Manuel Eduardo Cardoso Ferreira

Co-orientadores

Professor Doutor José Carlos Fernandes Teixeira

Eng.º Luís Monteiro (Bosch Termotecnologia, S.A.)

Dezembro de 2012

DECLARAÇÃO

Nome: Amaro Gonçalves de Castro

Endereço electrónico: amarocastro@netcabo.pt Telefone: 00351 918198285

Número do cartão do cidadão: 13362452

Título dissertação: **Estudo de queimador de flauta de queima pobre com estabilização aerodinâmica de chama**

Orientador(es): Professor Doutor Manuel Eduardo Cardoso Ferreira; Professor Doutor José Carlos Teixeira

Ano de conclusão: 2012

Designação do Mestrado ou do Ramo de Conhecimento do Doutoramento:

Ciclo de Estudos Conducente ao Grau de Mestre em Engenharia Mecânica

Declaro que concedo à Universidade do Minho e aos seus agentes uma licença não-exclusiva para arquivar e tornar acessível, nomeadamente através do seu repositório institucional, nas condições abaixo indicadas, a minha dissertação, no todo ou em parte, em suporte digital.

Declaro que autorizo a Universidade do Minho a arquivar mais de uma cópia da dissertação e a, sem alterar o seu conteúdo, converter a dissertação entregue, para qualquer formato de ficheiro, meio ou suporte, para efeitos de preservação e acesso.

Retenho todos os direitos de autor relativos à dissertação, e o direito de a usar em trabalhos futuros (como artigos ou livros).

Concordo que a minha tese ou dissertação seja colocada no repositório da Universidade do Minho com o seguinte estatuto:

- Disponibilização imediata do conjunto do trabalho para acesso mundial

Universidade do Minho, __ / __ / ____

Assinatura: _____

AGRADECIMENTOS

Serve este pequeno texto como modo de agradecimento a todos os que, de alguma forma, contribuíram direta ou indiretamente para a realização do presente projeto de dissertação de mestrado:

- Aos orientadores, Professor Doutor José Carlos Teixeira, Professor Doutor Manuel Eduardo Cardoso Ferreira e Sr. Eng.º Luís Monteiro pela orientação, apoio e disponibilidade na cedência de informação crucial para a execução deste projeto.
- À empresa Bosch Termotecnologia, S.A. pela sugestão do tema do presente projeto.
- Aos colegas e amigos de laboratório, pela ajuda disponibilizada sempre que requerida e pela motivação constante, em especial ao Nelson Rodrigues e ao Manuel Lopes.
- Por último fica o agradecimento à família, a quem é dedicado este projeto de dissertação, pelo incansável e incessante apoio prestado, ao longo de todo o percurso académico.

RESUMO

Um dos sistemas mais populares de aquecimento de águas sanitárias é o esquentador a gás que, comparativamente com sistemas mais sofisticados, permite apenas a regulação do débito de combustível, sendo que o ar necessário à combustão é arrastado pelo jato de combustível e pelas diferenças de densidade do ar secundário. Como tal, estando este equipamento regulado para uma determinada potência térmica, poderão surgir dificuldades na eventualidade de se operar fora desta, sendo as emissões poluentes, tais como NO_x e CO, mais elevadas neste caso.

Assim, torna-se primordial a evolução deste tipo de sistemas, visto que, para além da compra de um equipamento mais sofisticado envolver um orçamento maior, têm também surgido atualmente maiores restrições quando à limitação de emissões. Para esta evolução deverá verificar-se um controlo mais apertado das condições de combustão e de estabilização da chama. Posto isto, a solução poderá passar pela utilização de um queimador, também designado de flauta, que opere em regime de queima pobre e em que haja um controlo local da turbulência para estabilização da chama. Uma forma eficiente de aumentar a turbulência é a colocação de estabilizadores aerodinâmicos na superfície do queimador. Desta forma, os vórtices gerados promovem a mistura ar-combustível, favorecendo uma combustão mais completa e a estabilização da chama mesmo em condições de estequiometria pobre.

Considerando, assim, uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama verifica-se no decorrer do presente trabalho que esta opera realmente em condições de estequiometria pobre, com um rácio mássico ar-combustível de 14,69, testado experimentalmente. Assim, torna-se possível a realização de uma combustão completa, emitindo, desta forma, menos componentes poluentes para a atmosfera.

ABSTRACT

Gas powered instantaneous and atmospheric water heaters are amongst the most popular devices for domestic applications, the simplest configuration. It only allows the control of fuel flow, being the air necessary to the combustion entrained by the fuel jet and by the density differences of the secondary air. Therefore, being this equipment set to a given thermal output, difficulties may arise in case of operating out of this set point, and so the pollutant emissions, such as NO_x e CO , are higher in this case.

Thereby, it becomes of great importance to develop this kind of water heaters, since other kinds of devices are more expensive and there is nowadays more restrictions concerning the emissions limits. In order to accomplish such evolution, there should be a more rigorous control of the combustion conditions and of the flame stabilization. Hereupon, the solution may be the use of a burner, which operates under lean conditions and offers a local control of the turbulence for the flame stabilization. An efficient way of increasing the turbulence is the assembly of aerodynamical stabilizers on the burner surface. By this way, the generated vortices promote the mixture of air and fuel, allowing a more complete combustion and the flame stabilization even under lean conditions.

Considering now such a burner with aerodynamical flame stabilization, along this report it has been experimentally tested that this burner operates under lean conditions, being the air-fuel mass ratio of 14,69. Thereby, a complete combustion can be achieved with a lower release of pollutant emissions to the atmosphere.

ÍNDICE

AGRADECIMENTOS.....	iii
RESUMO.....	v
ABSTRACT	vii
LISTA DE FIGURAS.....	xiii
LISTA DE TABELAS	xix
LISTA DE SÍMBOLOS.....	xxi
LISTA DE NOMENCLATURA.....	xxiii

Capítulo 1 - INTRODUÇÃO

1

1.1. Esquentador	7
1.2. Mercado	10
1.2.1. Mercado Europeu	11
1.2.2. Mercado Português	12
1.3. Motivação e âmbito	13
1.4. Objetivos	14

Capítulo 2 - REVISÃO DE LITERATURA.....

15

2.1. Formação de chama	15
2.2. Estabilidade de chama	17
2.2.1. Estabilização de chamas pré-misturadas	18
2.2.2. Blowoff, retorno e descolamento da chama	20
2.2.3. Métodos de estabilização de chama	22
2.3. Geração de vorticidade	24
2.3.1. Vórtices	27
2.3.2. Geração de vorticidade para aumento da transferência de calor	29
2.3.3. Zonas de recirculação.....	30
2.4. Flauta.....	32
2.4.1. Secções da flauta	33
2.4.1.1. Tubo venturi.....	34

2.4.1.2.	Corpo distribuidor.....	35
2.4.1.3.	Contrações e expansões	36
2.4.1.4.	Orifícios.....	37
2.4.2.	Tipos de flauta.....	38
2.4.2.1.	Flauta convencional.....	38
2.4.2.2.	Flauta de chama ancorada	39
2.4.2.3.	Flauta estagiada	41
2.4.2.4.	Flauta com estabilização aerodinâmica de chama	43
2.5.	Jatos turbulentos	45
2.5.1.	Zonas do jato.....	48
2.5.1.1.	Zona de campo próximo	49
2.5.1.2.	Zona de transição	50
2.5.1.3.	Zona de campo distante	51
2.5.2.	Arrasto do fluido ambiente	51
2.5.2.1.	Emissão de um jato para um tubo	54
Capítulo 3 - MODELO MATEMÁTICO	57
3.1.	Modelo invíscido	57
3.1.1.	Modelo de Schlichting.....	57
3.1.2.	Integração das velocidades	59
3.2.	Modelo unidimensional	61
3.2.1.	Relações de conservação de um volume de controlo	61
3.2.1.1.	Equação de Bernoulli.....	63
3.2.2.	Aplicação ao caso de estudo	65
Capítulo 4 - INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL	71
4.1.	Injeção de jato em flauta	71
4.2.	Injeção de jato em tubeira.....	74
4.3.	Procedimentos experimentais.....	76
4.3.1.	Ensaio com a flauta	76
4.3.2.	Ensaio com a tubeira	79
Capítulo 5 - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	81

5.1. Técnica de Anemometria Laser de Efeito Doppler (LDA)	81
5.1.1. Princípios básicos de funcionamento da técnica LDA.....	82
5.1.2. Variação de frequência (<i>frequency shift</i>)	85
5.1.3. Sinal	85
5.1.4. Características das partículas de inseminação (<i>seeding</i>).....	87
5.1.5. Configuração do LDA.....	89
5.2. Medição de caudal.....	91
5.3. Medição de pressão.....	92
Capítulo 6 - ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS	95
6.1. Simulações numéricas.....	95
6.1.1. Parâmetros de funcionamento	95
6.1.2. Simulação segundo o modelo invíscido	97
6.1.2.1. Condições de entrada do modelo invíscido.....	97
6.1.2.2. Resultados do modelo invíscido	98
6.1.3. Simulação segundo o modelo unidimensional	103
6.1.3.1. Condições de entrada do modelo unidimensional.....	103
6.1.3.2. Resultados para a flauta convencional	105
6.1.3.3. Resultados para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama	107
6.1.3.4. Análise paramétrica do modelo unidimensional.....	107
6.2. Simulações experimentais.....	110
6.2.1. Ensaio com a tubeira.....	110
6.2.1.1. Condições de entrada do ensaio com a tubeira	110
6.2.1.2. Resultados relativos ao ensaio com tubeiras	112
6.2.2. Ensaio com a flauta com estabilização aerodinâmica de chama	116
6.2.2.1. Condições de entrada do ensaio com a flauta	116
6.2.2.2. Resultados relativos ao ensaio com a flauta	117
6.3. Comparação entre as simulações numérica e experimental da flauta com estabilização aerodinâmica de chama.....	123
Capítulo 7 - CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO	125
7.1. Conclusões.....	125
7.2. Sugestões de trabalho futuro	128

REFERÊNCIAS	129
Anexo A - FACTORES DE CORREÇÃO α E β	133
Anexo B - CÓDIGO FORTRAN	135
Anexo C - ANÁLISE PARAMÉTRICA.....	139
C.1. Análise paramétrica do modelo invíscido	125
C.2. Análise paramétrica do modelo unidimensional da flauta convencional	125
Anexo D - SIMULAÇÃO EM CFD DO ESCOAMENTO NUM TUBO VENTURI.....	149

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema representativo de uma caldeira (adaptado de Treloar (2010)).....	6
Figura 1.2 – Esquema representativo de um termoacumulador (adaptado de Treloar (2010)).	7
Figura 1.3 – Esquema da instalação de um esquentador de ponto de aplicação único (à esquerda) e um de aplicação multiponto (à direita) (adaptado de Treloar (2010)).....	8
Figura 1.4 – Esquema do funcionamento de um esquentador (adaptado de Treloar (2010)).....	10
Figura 1.5 – Distribuição de equipamentos de aquecimento de água na União Europeia, em 2004/05.....	11
Figura 1.6 – Venda de equipamentos de aquecimento de água na União Europeia, em 2004/05.	11
Figura 1.7 – Estimativa de vendas de equipamentos de aquecimento de água na União Europeia até 2020.	12
Figura 1.8 – Vendas de equipamentos de aquecimento de água em Portugal, até 2010.....	13
Figura 2.1 - Estabilização da chama num queimador de Bunsen (reproduzido de Coelho & Costa, 2012).....	19
Figura 2.2 - Regimes de blowoff, estabilização e retorno de chama de uma chama de Bunsen laminar (adaptado de Law (2006))	21
Figura 2.3 - Diferentes regiões da chama (adaptado de Coelho & Costa (2012)).....	22
Figura 2.4 - Métodos de estabilização para escoamentos com velocidades elevadas (a) corpo não fuselado em V, (b) corpo não fuselado circular, (c) expansão súbita, e (d) jato oposto (adaptado de Glassman (1987)).....	23
Figura 2.5 - Observação de estruturas em vórtice em queimadores instáveis (adaptado de Renard et al. (2000)).	26
Figura 2.6 - Exemplo de geradores de vórtices numa superfície plana (adaptado de Felton & Jacobi (1996)).....	30
Figura 2.7 - Conjunto-queimador.	32
Figura 2.8 - Secções de um tubo venturi.....	34
Figura 2.9 - Efeito do tamanho do diâmetro da garganta no arrasto de ar com outros parâmetros mantidos constantes, para um determinado queimador (adaptado de Baukal Jr, (2003))..	35
Figura 2.10 - Exemplo de um corpo distribuidor em forma de U de uma flauta.....	36

Figura 2.11 - Exemplos de contrações e expansão da flauta com estabilização aerodinâmica de chama.	37
Figura 2.12 - Orifícios de diferentes comprimentos de uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama.	38
Figura 2.13 - Flauta convencional.	39
Figura 2.14 - Flauta de chama ancorada (queimadores primário e secundário).....	40
Figura 2.15 - Esquema de uma flauta estagiada (adaptado de Shimazu et al. (2007)).	42
Figura 2.16 - Flauta com estabilização aerodinâmica de chama.	43
Figura 2.17 - Flauta com estabilização aerodinâmica de chama com legendas.	44
Figura 2.18 - Esquema de um jato livre expelido por um orifício com contração suave (adaptado de Ball et al. (2012))......	46
Figura 2.19 - Vórtices de um jato turbulento (reproduzido de Rodko (1997))......	46
Figura 2.20 - Secção esquemática do escoamento a partir de um orifício circular (reproduzido de Ball et al. (2012))......	47
Figura 2.21 - Ilustração da produção e fusão de um vórtice em anel num jato turbulento (reproduzido de Ball et al. (2012))......	48
Figura 2.22 - Emparelhamento de vórtices numa camada de corte de um jato turbulento (reproduzido de Ball et al. (2012))......	48
Figura 2.23 - Zonas de um jato turbulento (adaptado de Rodko (1997)).	49
Figura 2.24 - Características do escoamento de um jato circular livre (adaptado de Ball et al. (2012))......	50
Figura 2.25 - Mistura e arrasto de um jato livre (adaptado de Baukal (2003)).	53
Figura 2.26 - Arrasto do fluido ambiente (reproduzido de Rodko (1997)).	53
Figura 2.27 - Sistema de jato confinado: (a) versão simples, e (b) versão mais complexa (adaptado de Baukal Jr (2003)).	55
Figura 3.1 – Gráfico da aproximação de uma função a uma recta no intervalo $[a, b]$	59
Figura 3.2 – Secções de um tubo.	64
Figura 3.3 – Secções consideradas para o caso em estudo da flauta convencional (adaptado de Seebauer (1981))......	66
Figura 3.4 – Secções consideradas para o caso em estudo da flauta com estabilização aerodinâmica de chama (adaptado de Feroli (1993))......	66
Figura 3.5 – Raio da tubagem e de curvatura do cotovelo.	69

Figura 4.1 – Instalação experimental referente à injeção de jato em flauta.	72
Figura 4.2 – Representação da instalação relativa ao ar comprimido.....	73
Figura 4.3 – Componentes principais da instalação experimental.....	74
Figura 4.4 – Fotografia da tubeira sujeita a ensaio.	75
Figura 4.5 – Fotografia dos diferentes tubos utilizados no ensaio.	75
Figura 4.6 – Instalação experimental referente à injeção de jato em tubeira.	76
Figura 4.7 – Representação esquemática das medições realizadas no ensaio com a flauta.	77
Figura 4.8 – Posicionamento dos feixes da sonda LDA.....	78
Figura 4.9 – Teste de simetria da flauta.....	78
Figura 4.10 – Posicionamento dos feixes da sonda do LDA.....	79
Figura 4.11 – Representação esquemática das medições realizadas no ensaio com a tubeira. ...	79
Figura 5.1 – Luz refletida de uma partícula de inseminação em movimento (reproduzido de “BSA Flow Software Installation & User’s guide” (2000)).	82
Figura 5.2 - Modo de feixe duplo da técnica LDA (adaptado de Araújo (2004)).	83
Figura 5.3 – Movimento de uma partícula através do volume de controlo (adaptado de Zhang (2010)).....	83
Figura 5.4 – Franjas de interferência do laser e cintura do feixe (adaptado de “Laser Doppler Anemometry - Introduction to principles and applications,” Dantec Dynamics.).....	84
Figura 5.5 – Sinal de Doppler tipo explosão (reproduzido de Jensen (2004)).	86
Figura 5.6 - Sinal de Doppler tipo explosão filtrado (reproduzido de Jensen (2004)).	87
Figura 5.7 – Representação do sistema LDA (adaptado de Jensen (2004)).	90
Figura 5.8 – Representação dos sistemas de transmissão e recepção do LDA (adaptado de Ferreira (2008)).....	90
Figura 5.9 –Rotâmetro e respectiva ilustração (adaptado de Massoud (2005).	91
Figura 5.10 – Manómetro de tubo de Bourdon em C e respectiva ilustração (adaptado de Berger (2005))	93
Figura 5.11 –Micromanómetro de Betz e respectiva ilustração (adaptado de Fernandes (2010)). 93	
Figura 6.1 – Gráfico do caudal mássico de ar obtido consoante a distância ao orifício de descarga, relativo às três abordagens consideradas.	101
Figura 6.2 - Gráfico comparativo das abordagens da integração das velocidades e segundo Beér e Chigier.....	102

Figura 6.3 – Representação das dimensões consideradas para efeito de cálculo do modelo unidimensional.	104
Figura 6.4 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o diâmetro do injetor. .	108
Figura 6.5 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o incremento percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta.	109
Figura 6.6 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o decréscimo percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta.	109
Figura 6.7 – Gráfico do perfil de velocidades à saída da tubeira de bocal com tubo de enchimento.	113
Figura 6.8 – Gráfico do perfil de velocidades à saída da tubeira com tubo de 0,1 m de comprimento.	113
Figura 6.9 - Gráfico do perfil de velocidades à saída da tubeira com tubo de 0,2 m de comprimento.	114
Figura 6.10 – Gráfico do perfil de velocidades para $z = 5$ mm para um quarto da flauta.	118
Figura 6.11 – Gráfico tridimensional do perfil de velocidades para $z = 5$ mm, recorrendo ao <i>Surfer</i>	118
Figura 6.12 – Gráfico do perfil de velocidades para $z = 10$ mm para um quarto da flauta.	119
Figura 6.13 – Gráfico tridimensional do perfil de velocidades para $z = 10$ mm, recorrendo ao <i>Surfer</i>	120
Figura 6.14 - Gráfico do perfil de velocidades para $z = 25$ mm para um quarto da flauta.	121
Figura 6.15 – Gráfico tridimensional do perfil de velocidades para $z = 25$ mm, recorrendo ao <i>Surfer</i>	121
Figura 6.16 – Fotografia do escoamento à saída da flauta.	123
Figura 6.17 – Fotografia de perfil do escoamento à saída da flauta.	123
Figura C.1 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do caudal de combustível para o modelo de Schlichting.	140
Figura C.2 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do diâmetro do injetor para o modelo de Schlichting.	140
Figura C.3 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o combustível considerado para o modelo de Schlichting.	141
Figura C.4 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do caudal de combustível para a abordagem da integração das velocidades.	142

Figura C.5 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do diâmetro do injetor para a abordagem da integração das velocidades.	142
Figura C.6 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o combustível considerado para a abordagem da integração das velocidades.	143
Figura C.7 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do caudal de combustível para o modelo de Beér e Chigier.	144
Figura C.8 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do diâmetro do injetor para o modelo de Beér e Chigier.	144
Figura C.9 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o combustível considerado para o modelo de Beér e Chigier.	145
Figura C.10 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o diâmetro do injetor.	146
Figura C.11 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o incremento percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta.	147
Figura C.12 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o decréscimo percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta.	147
Figura D.1 – Variação da pressão ao longo do tubo Venturi para a garganta de 0,01 m.	150
Figura D.2 – Variação da pressão ao longo do tubo Venturi para a garganta de 0,03 m.	150
Figura D.3 – Distribuição de velocidades do escoamento para a garganta de 0,01 m.	151
Figura D.4 – Distribuição de velocidades do escoamento para a garganta de 0,03 m.	151
Figura D.5 – Distribuição de velocidades do conjunto jato-escoamento para a garganta de 0,01 m.	152
Figura D.6 – Distribuição de velocidades do conjunto jato-escoamento para a garganta de 0,03 m.	152

LISTA DE TABELAS

Tabela 6.1 - Características do esquentador e respectivos injectores.	96
Tabela 6.2 - Propriedades dos gases comerciais a uma temperatura de 20°C e a um pressão atmosférica (FONTES: Wolfram Alpha, Air Liquide e Pedro Coelho & Costa (2012)).....	96
Tabela 6.3 – Características do ar à temperatura de 20°C e pressão de 1 atm (FONTE: Çengel).	96
Tabela 6.4 – Síntese dos valores obtidos pela resolução das equações 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4.....	98
Tabela 6.5 – Resumo dos resultados obtidos para o caudal de ar arrastado de acordo com o modelo de Schlichting.....	99
Tabela 6.6 - Resumo dos resultados obtidos para o caudal de ar arrastado de acordo com a abordagem da integração das velocidades.	100
Tabela 6.7 – Resumo dos resultados obtidos para o caudal de ar arrastado de acordo com o modelo de Beér e Chigier.....	101
Tabela 6.8 – Síntese das características relativas à injeção consoante o tipo de combustível.	103
Tabela 6.9 – Características geométricas da flauta convencional e da flauta com estabilização aerodinâmica de chama.....	104
Tabela 6.10 – Factores e coeficientes necessários ao cálculo do método unidimensional.	105
Tabela 6.11 – Resultados obtidos para o cálculo do caudal mássico de ar da flauta convencional.	106
Tabela 6.12 – Coeficientes de excesso de ar obtidos consoante o tipo de combustível.	106
Tabela 6.13 – Resultados obtidos para o cálculo do caudal mássico de ar da flauta com estabilização aerodinâmica de chama..	107
Tabela 6.14 – Condições de medição do caudal volumétrico de ar face às condições de referencia do rotâmetro para $T = 20^{\circ}\text{C}$	111
Tabela 6.15 – Parâmetros de funcionamento relativos à injeção no ensaio com a tubeira.....	111
Tabela 6.16 – Características do ar à temperatura de 20°C e pressão de 3 bar (FONTE: Wolfram Alpha).....	112
Tabela 6.17 – Valores obtidos para o caudal volumétrico e mássico de ar arrastado.	115
Tabela 6.18 – Pressões medidas no bocal da tubeira.	115
Tabela 6.19 – Medição do caudal volumétrico de ar pelo rotâmetro para $T = 20^{\circ}\text{C}$	116
Tabela 6.20 – Parâmetros de funcionamento relativos à injeção no ensaio com a flauta.....	117

Tabela 6.21 – Resultado obtido do caudal mássico de ar arrastado na flauta.	122
Tabela 6.22 – Síntese dos resultados obtidos para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama.	124
Tabela D.1 – Resultados obtidos a partir da simulação em CFD da dois comprimentos diferentes da garganta.	149

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Aceleração	m/s^2
A	Área	m^2
c	Raio de curvatura	m
C_p	Coeficiente de recuperação de pressão	–
d, D	Diâmetro	m
dV	Volume elementar	m^3
D_h	Diâmetro hidráulico	m
e	Energia por unidade de massa	J
\vec{e}	Vector	–
E	Energia	J
f	Frequência da luz	Hz
f_D	Desvio de Doppler	Hz
F	Força	N
g	Aceleração gravítica ($\approx 9,807$)	m/s^2
h	Entalpia	J
	Largura do trapézio	m
i	Intervalo de posições	m
J	Quantidade de movimento linear	Kg.m/s
k	Coeficiente perda de carga	–
K	Quantidade de movimento cinemática	–
L	Comprimento	m
m	Massa	Kg
\dot{m}	Caudal mássico	kg/s
n	Vetor unitário normal à área da fronteira do sistema	–
N	Número de injectores	–
p	Pressão	bar
P	Potência	Watt
P_s	Perímetro	m
PCI	Poder Calorífico Inferior	MJ/kg

Q	Quantidade de calor	J
\dot{V}	Caudal Volumétrico	m ³ /s
r	Raio	m
Re	Número de Reynolds	–
T	Temperatura	°C, K
u	Velocidade do vector de uma partícula	m/s
U, V	Velocidade	m/s
W	Trabalho	J
x	Distância	m
y, z	Altura	m
α	Fator de correção de energia cinética	–
β	Fator de correção da quantidade de movimento	–
δ_f	Distância entre as franjas de intersecção	m
ΔH	Perdas de carga	m
ΔP	Diferença de pressões	Pa
Δy	Largura do trapézio	m
ε_0	Viscosidade cinemática virtual	Pa.s
η	Relação entre o comprimento e a largura do jato	–
λ	Coeficiente de excesso de ar	–
	Comprimento de onda da luz	nm
μ	Viscosidade dinâmica	kg/m.s
ρ	<i>Massa volúmica</i>	kg/m ³
θ	Ângulo	–
ϕ	Razão de equivalência	–
ω	Velocidade angular	s ⁻¹

LISTA DE NOMENCLATURA

C	Carbono
CFD	Dinâmica Computacional de Fluidos
CH ₄	Metano
C ₃ H ₈	Propano
CO	Monóxido de Carbono
CS	Contração súbita
ES	Expansão súbita
H	Hidrogénio
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i> (Anemometria Laser de Efeito <i>Doppler</i>)
LPG	Gases Liquefeitos de Petróleo
NO _x	Óxidos de Azoto (NO e NO ₂)
PM	Fotomultiplicadores
rpm	Rotações por minuto

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

A importância do papel desempenhado pela combustão no desenvolvimento da humanidade muito dificilmente pode ser desprezada. Já desde os primórdios, desde a descoberta do fogo, que se utiliza a combustão como um meio de aquecimento e de preparação de alimentos. No entanto, nessa altura, desconheciam-se os processos envolvidos na combustão, e só muito recentemente se começou a investigar este fenómeno.

Assim, segundo Liberman (2008) a combustão consiste num processo de libertação de calor em reações químicas exotérmicas, o qual é acompanhado pela transferência de massa e de calor. Esta reação química ocorre a partir da mistura a nível molecular de duas substâncias, uma designada de combustível e outra de oxidante, geralmente ar, após a ignição da mistura entre estas duas substâncias. Assim, dá-se a produção de calor à medida que o combustível se converte num novo composto. Um composto é uma substância com mais do que um tipo de átomo (Treloar, 2010). Por exemplo, um hidrocarboneto é um composto de carbono (C) e hidrogénio (H), sendo que a proporção de hidrogénio varia dependendo do hidrocarboneto. Por exemplo, o metano tem um átomo de carbono e quatro de hidrogénio (CH_4), enquanto que o propano tem três átomos de carbono e oito de hidrogénio (C_3H_8). Os hidrocarbonetos reagem com oxigénio na presença de calor para sofrerem uma mudança química, produzindo assim um novo produto. Assim, pode-se considerar que a combustão não é um processo de destruição e consumo, mas sim um meio de converter o combustível numa outra forma. A título de exemplo, quando um pedaço de madeira é queimado, pode-se verificar que este, sendo um hidrocarboneto, desaparece lentamente restando apenas uma pilha de cinzas.

A chave para o desenvolvimento da combustão prende-se, principalmente, com a descoberta de como dominar este processo ou, por outras palavras, com a capacidade de iniciar a combustão quando necessário e como controlar e aplicar utilmente a chama resultante. Dito isto, o processo de queima de um combustível pode ser dividido pelas seguintes etapas (Hanby, 1994a):

- Misturar o combustível com o ar (reagentes) nas proporções corretas;
- Proceder à ignição dos reagentes;

- Assegurar que a chama ocorre de um modo estável e que a combustão é completa;
- Extrair utilmente o calor derivado do processo;
- Assegurar a disposição segura dos produtos da combustão.

Em aplicações técnicas, a combustão quase sempre ocorre num campo de escoamento turbulento ao invés de laminar (Peters, 2004). Este sucedido, por vezes ocorrido por eventualidade, carrega um propósito, sendo que a turbulência permite aumentar os processos de mistura melhorando assim a combustão. Além disso, o calor libertado pela combustão provoca a geração de instabilidades no escoamento pela expansão do gás e das flutuações, o que provoca a transição do regime para turbulento. Melhorando desta forma o processo de combustão, pode-se ir mais de encontro às necessidades do mundo atual, onde existe um controlo muito mais restrito da emissão de poluentes e a necessidade de uma queima de combustível muito mais eficiente.

Nos equipamentos a gás de queima pobre que se têm desenvolvido ultimamente, o combustível é pré-vaporizado e pré-misturado com ar antes de ser admitido para a câmara de combustão. Para homogeneizar o campo de temperatura e assim reduzir as emissões poluentes, em particular os óxidos de azoto (NO_x), a mistura turbulenta é muito forte e domina o processo de combustão. Na região pós-chama ocorre, ainda, uma nova mistura com o ar secundário, reduzindo assim a temperatura e, consequentemente, a formação de NO_x .

Como referido anteriormente, a combustão requer que o combustível e o oxidante sejam misturados ao nível molecular. A forma como tal ocorre na combustão turbulenta depende fortemente do processo de mistura. Muito sucintamente, em regime turbulento desenvolve-se uma variedade de vórtices de diferentes tamanhos, sendo que as forças de tensão e de corte na interface entre os vórtices melhora o processo de mistura. Após a quebra desses vórtices, dá-se a formação de vórtices de menores dimensões, pelo que as forças de tensão e de corte aumentarão, elevando assim os gradientes de concentração na interface entre os reagentes, os quais irão melhor a difusão molecular entre estes (Peters, 2004).

Tendo isto em consideração, diz-se que uma mistura é estequiométrica quando o consumo de uma determinada quantidade de combustível ocorre com a quantidade de oxidante suficiente e apenas necessária para queimar todo o combustível. Assim, diz-se que uma mistura é pobre ou rica, se esta tiver excesso ou deficiência de oxidante, respectivamente. Esta proporção de combustível e de oxidante presente numa mistura pode, então, ser quantificada em relação a uma

mistura estequiométrica a partir da razão de equivalência (ϕ), a qual pode ser definida pela seguinte equação:

$$\phi = \frac{\frac{m_{combustível}}{m_{oxidante}}}{\left(\frac{m_{combustível}}{m_{oxidante}} \right)_{esteq.}} \quad 1.1$$

Como tal, sendo $\phi = 1$ diz-se que a mistura é estequiométrica. Se $\phi < 1$ diz-se que é pobre e ocorrendo o inverso considera-se que a mistura é rica (Pedro Coelho & Costa, 2012).

Considerando que o oxidante se trata de ar, uma outra relação que se pode considerar é o coeficiente de excesso de ar (λ). Esta relação consiste no inverso da razão de equivalência, sendo então definido como se segue:

$$\lambda = \frac{1}{\phi} = \frac{\frac{m_{ar}}{m_{fuel}}}{\left(\frac{m_{ar}}{m_{fuel}} \right)_{esteq}} \quad 1.2$$

A combustão pobre é aplicada em quase todos os sectores da tecnologia da combustão, incluindo turbinas a gás, caldeiras, fornalhas e motores de combustão interna. Esta grande variedade de aplicações tenta tirar partido do facto de os processos de operação a funcionar sob condições pobres em combustível poderem ter emissões muito baixas e eficiência bastante elevada. As emissões poluentes são reduzidas pois a temperatura da chama é tipicamente baixa, reduzindo assim a formação de óxidos de azoto (Dunn-Rankin, 2008). Além disso, para a combustão de hidrocarbonetos, nesta condição, consegue-se geralmente a combustão completa do combustível, reduzindo, desta forma, as emissões de hidrocarbonetos e de monóxido de carbono (CO).

Assim, pode-se facilmente depreender que a combustão é o processo central de inúmeras aplicações, podendo estas ser divididas em aplicações de geração de energia e de fornecimento de calor a diversos processos. Inicialmente, as aplicações de fornecimento de calor eram direccionadas, principalmente, para o aumento do conforto básico de um ser humano: manter um espaço habitado quente e ter comida cozinhada. A tecnologia do uso do fogo para controlar o ambiente térmico desenvolveu-se firmemente e pelos tempos romanos o calor gerado pelos

produtos quentes da combustão era usado para induzir uma corrente de ar aquecido sob os pisos dos edifícios (Hanby, 1994). Atualmente, a combustão abrange uma maior variedade de aplicações, recorrendo estas, também, a uma maior variedade de combustíveis, outrora desconhecidos. Os mais utilizados nestas aplicações são os combustíveis hidrocarbonetos, tais como o gás natural, o propano e o metano. Estes últimos são comumente designados de gases liquefeitos de petróleo (LPG), sendo que quando são sujeitos a uma determinada pressão, tornam-se líquidos, facilitando assim o seu armazenamento.

Relativamente ao aquecimento de água, este também não é um conceito novo no que toca à história da humanidade. De facto, ao longo dos tempos, mesmo sendo estes tão distantes quanto os tempos ancestrais, as pessoas têm aplicado vários meios e mecanismos rudimentares para produzir, por exemplo, água quente para banhos em climas frios. Possivelmente, os sistemas de aquecimento de água mais conhecidos dos tempos remotos são aqueles usados pelos Romanos, famosos pelos seus banhos públicos. Durante o seu tempo de operação, os banhos públicos funcionavam com processos de aquecimento de água, atualmente considerados rudimentares. Os Romanos faziam escoar água para os banhos bombeando-a dos seus aquedutos, um desenvolvimento na canalização pelo qual devem ser creditados, onde usavam fogueiras a partir de madeira para aquecer a água antes de a escoarem para o interior da área dos banhos (Analyn, 2011). Contudo, os Romanos não foram os primeiros a aquecer água. Os Minoicos, cultura de Creta da idade do Bronze, são a mais antiga civilização da qual se conhece a utilização de canalização subterrânea, autoclismos e água aquecida. E estes fizeram tudo isso 1500 anos antes dos Romanos (Northern Comfort, Inc, 2012)

Desde essa altura, sendo que a madeira e o carvão eram os combustíveis predominantes, a água era normalmente aquecida num pote sobre uma fogueira ou numa chaleira sobre um fogão de cozinha. Alguns desses fogões continham até um reservatório revestido a estanho, cobre ou porcelana, que seria abastecido de água por aquecer. Assim, aquecer água para um banho seria uma tarefa demorada (Pitts et al., 2003).

Contudo, com o passar dos séculos, foram utilizados outros métodos de aquecimento de água, incluindo o aquecimento solar e a combustão de uma maior variedade de combustíveis. Os sistemas de aquecimento de água que se vêem nos dias de hoje são com certeza bastante diferentes dos de outrora, pelo que, quando se fala nestes sistemas, normalmente refere-se a sistemas capazes de aquecer água num escoamento contínuo desde a fonte de água fria até à

saída da água aquecida. O mérito da invenção deste tipo de sistemas pode ser atribuído a um pintor inglês chamado Benjamin Waddy Maughan. Em 1868, Maughan produziu um sistema de aquecimento de água com depósito de armazenamento, denominado de “*Geyser*”, o qual funcionava por meio de escoamento de água fria através de fios metálicos quentes. O nome *Geyser* faz alusão às termas da Islândia, as quais podem ser bastante perigosas devido às suas explosões frequentes e imprevisíveis de vapor de água quente e ao poder com o qual este fluido é descarregado. Nessa medida, *Geyser* foi de facto um nome apropriado para a invenção de Maughan, uma vez que esta possuía a sua quota-parte de perigo devido ao facto de não ter uma abertura para libertação dos gases quentes que se acumulavam durante a sua operação.

Uma versão um pouco mais segura de um sistema de aquecimento de água foi desenvolvida pouco depois, em 1889, nos Estados Unidos, por um engenheiro mecânico norueguês chamado Edwin Ruud. Este inventor, foi profundamente influenciado pelo trabalho de Maughan e surgiu com a sua própria versão de um sistema de aquecimento de água, o qual depressa se tornou muito popular nos Estados Unidos. Atualmente, a empresa de manufatura de Ruud ainda existe e produz vários produtos domésticos e industriais (Analyn, 2011).

Os sistemas de aquecimento de água modernos podem ser divididos em três tipos básicos: caldeiras, termoacumuladores e esquentadores.

Quanto às caldeiras (Figura 1.1), estas podem ser divididas em três tipos distintos: as convencionais, as combinadas e as de condensação. As caldeiras convencionais a gás são constituídas por uma válvula de gás multifuncional, um queimador, um permutador de calor e um colector dos produtos da combustão. Atualmente, os modelos destas unidades contêm um ventilador para auxiliar a expulsão dos produtos da combustão e um sensor de pressão que apenas permite a admissão do combustível quando comprova que o ventilador está em funcionamento.

Relativamente às caldeira combinadas, estas permitem o fornecimento de calor não só para o aquecimento de água doméstico com também para o sistema de aquecimento central. Nestas, o aquecimento de água doméstico ocorre instantaneamente, fazendo desviar o escoamento de água quente do sistema de aquecimento central para um permutador de calor, o qual irá aquecer a água rapidamente à temperatura desejada.

Quanto às caldeiras de condensação, estas são uma aplicação altamente eficiente que extrai o máximo de calor resultante dos produtos da combustão, ao invés de permitir que estes sejam

simplesmente dispersos para o ambiente exterior, poupando assim combustível. De modo a obter o máximo de eficiência a partir destas unidades, torna-se essencial que o sistema opere com baixas temperaturas da água (Treloar, 2010).

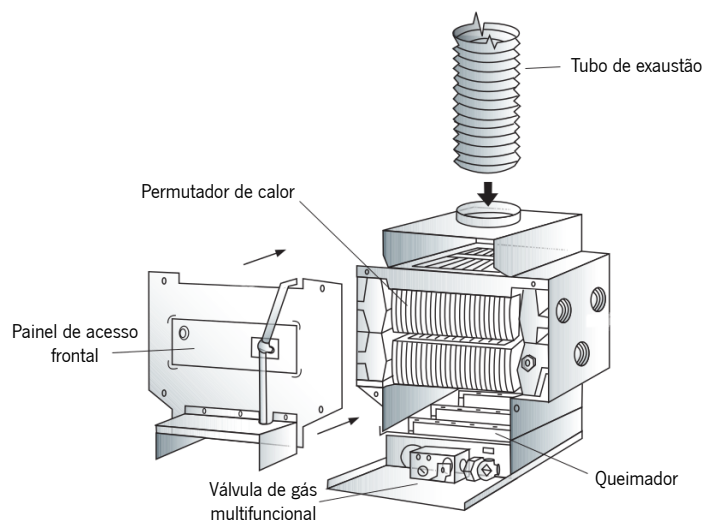


Figura 1.1 – Esquema representativo de uma caldeira (adaptado de Treloar (2010)).

No que respeita aos termoacumuladores (Figura 1.2), estes constituem um tipo de sistemas de aquecimento de água bastante popular e podem ser de vários tipos. O modelo básico consiste num cilindro, no qual é armazenado um grande volume de água. Na sua base existe uma queimador de gás atmosférico. Os produtos da combustão são expelidos através de uma conduta central, a qual atravessa o reservatório de água, e são expelidos para o exterior. Para auxiliar a transferência de calor, são posicionados deflectores para direccionar os gases quentes da combustão para a superfície da água. A potência dos termoacumuladores depende do modelo considerado, sendo que em aplicações domésticas, esta varia, geralmente, entre 5,5 kW e 25 kW, com capacidades de água entre os 75 e os 115 litros (Treloar, 2010).

. Assim, pode ser aquecida uma grande quantidade de água fria, à temperatura desejada, sendo esta armazenada no depósito para uso posterior. Quanto maior o depósito de armazenamento, maior será a quantidade de água quente disponibilizada para um edifício. Todavia, será dispendida mais energia quanto maior for a quantidade de água. Além disso, a água pode arrefecer enquanto permanece no depósito, forçando o queimador a ter que reaquecer a água e, uma vez utilizada toda a água quente do depósito, a espera será longa para a obtenção de mais água quente (Northern Comfort, Inc, 2012). Uma outra grande desvantagem destas

unidades é a sua tendência para produzir grandes volumes de condensação, uma vez que o fluido passa através da água fria, arrefecendo os produtos da combustão até ao ponto de orvalho da água. Este condensado escoar para montante, provocando a corrosão dos componentes do queimador e da base da unidade.

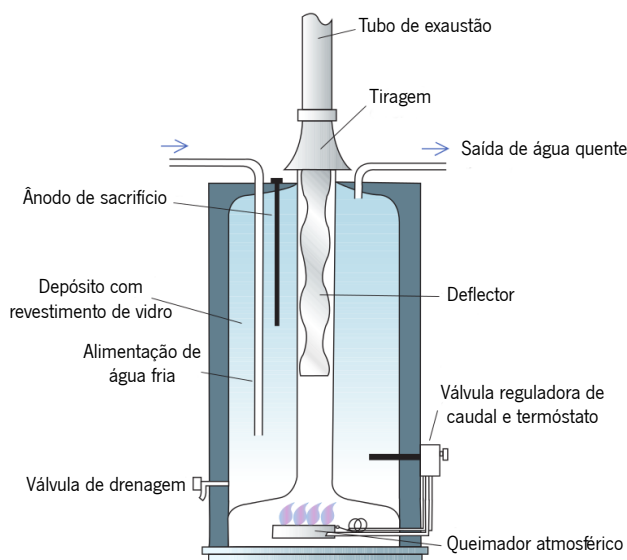


Figura 1.2 – Esquema representativo de um termoacumulador (adaptado de Treloar (2010)).

Sendo o presente trabalho relativo a um queimador inserido na constituição de um esquentador, torna-se fundamental um conhecimento mais profundo sobre os princípios de funcionamento deste tipo de equipamento. Como tal, de seguida é feita essa apresentação, bem como uma análise do mercado atual relativo a estes sistemas de aquecimento de água.

1.1. Esquentador

Relativamente aos esquentadores, estes constituem uma alternativa eficiente aos sistemas de aquecimento de água acima referidos. Os esquentadores não recorrem a depósitos de armazenamento e podem ser de dois tipos, consoante a fonte de alimentação: elétricos ou a gás. Geralmente, os esquentadores a gás apresentam uma maior potência que os elétricos.

O princípio geral de funcionamento dos esquentadores é que quando passa água fria pelo interior da unidade, esta flui em torno da câmara de combustão e através do permutador de calor onde é rapidamente aquecida à temperatura exigida à sua saída. A taxa de escoamento de água irá assim determinar a temperatura de saída. À medida que a água flui através da unidade, o

movimento irá ser detectado por uma válvula diferencial que, por sua vez, permite o fornecimento de gás para as flautas, aquecendo a água. Quando o fornecimento de água é interrompido, o estado estático da falta de escoamento é identificado sendo que é também interrompido o aprovisionamento de gás. A água fria restante no esquentador arrefece assim a unidade, evitando, desta forma, a ebulição da água. O fornecimento de água tanto pode ser feito pela rede de alimentação como através de uma cisterna de alimentação (Treloar, 2010).

Existem dois tipos de esquentadores, sendo eles os de ponto de aplicação único (*single point*) e os de aplicação multiponto (*multipoint*). O primeiro sistema é usado na proximidade do seu ponto de utilização e são normalmente usados para fazer a distribuição a apenas uma ou duas aplicações sanitárias e devem ser instalados na divisão onde se situam essas aplicações (Figura 1.3). Por outro lado, o esquentador de aplicação multiponto é projetado para servir várias saídas e tem potências superiores ao sistema anterior, fornecendo também taxas de escoamento de água superiores (Treloar, 2010).

Apesar da existência de diversos modelos de esquentadores, os componentes e os princípios de operação mantêm-se em todas as aplicações. Assim, os principais componentes de um esquentador são o conjunto-queimador, a câmara de combustão e o permutador de calor. O conjunto-queimador é o local onde ocorre a mistura do ar primário, arrastado pelo jato de injeção, com o combustível. Este é constituído por um número fixo de injectores igual ao número de flautas. Na cabeça da flauta dá-se início ao processo de combustão da mistura.

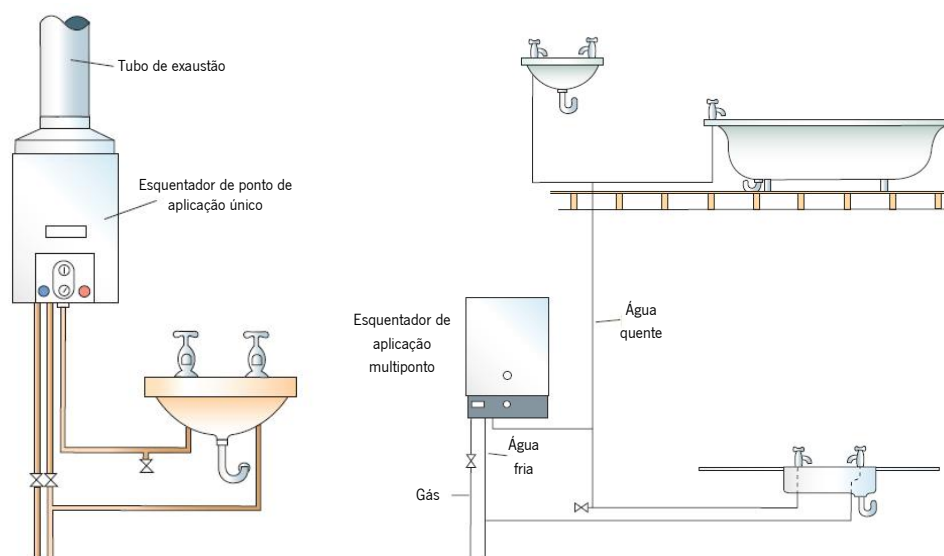


Figura 1.3 – Esquema da instalação de um esquentador de ponto de aplicação único (à esquerda) e um de aplicação multiponto (à direita) (adaptado de Treloar (2010)).

O permutador de calor é onde ocorre a transferência de calor proveniente dos produtos quentes da combustão para a água fria que circula no interior do esquentador. O permutador de calor é, normalmente, compacto e de secção rectangular. (Pilão & Pinho, 1997). A Figura 1.4 demonstra um esquentador em funcionamento com água e gás a escoar através deste.

Uma das principais vantagens dos esquentadores, relativamente aos modelos tradicionais, é a sua eficiência. Em vez de ter que aquecer uma grande quantidade de água e de a manter a uma temperatura uniforme até que esta seja utilizada, os esquentadores fazem o aquecimento instantaneamente, à medida que está a ser usado. Tal pode significar uma redução significativa da conta energética, podendo ser esta redução de cerca de 10% ou 20 % (Consumer Energy Center). Uma outra vantagem é o espaço que ocupa, sendo os esquentadores significativamente menores que os equipamentos anteriormente mencionados (Boston, 2008).

Contudo, uma vez que os esquentadores não aquecem a água até que uma torneira seja ligada, existe um espaço de tempo até que a água quente surja à saída de uma torneira, no qual se desperdiça cerca de 4 litros de água. Uma outra desvantagem dos esquentadores é que permitem aquecer uma quantidade de água menor do que os termoacumuladores, ou seja, havendo a necessidade de se usar a água quente em vários locais do edifício, em simultâneo, o esquentador poderá não corresponder a essa necessidade, não sendo, portanto, a melhor solução nesses casos (Boston, 2008).

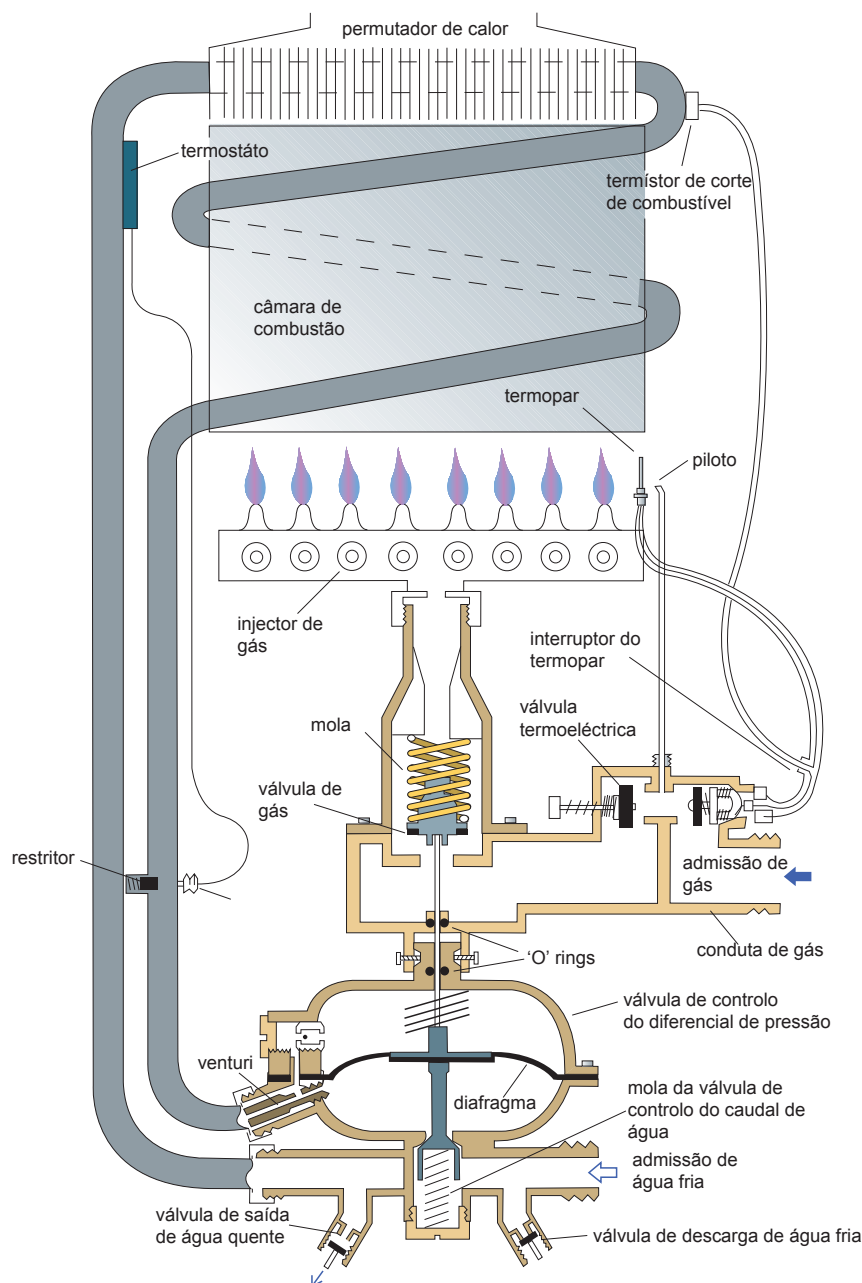


Figura 1.4 – Esquema do funcionamento de um esquentador (adaptado de Treloar (2010)).

1.2. Mercado

O presente caso de estudo revela-se importante dada a afluência de equipamentos de aquecimento de água que são comercializados, vendidos e utilizados atualmente. Como tal, de seguida é apresentado um breve estudo de mercado, a partir do qual se pode verificar a quantidade de esquentadores comercializados e instalados tanto no mercado europeu como no português, tendo como referência o estudo de Kemna et al.(2007).

1.2.1. Mercado Europeu

Na Europa, durante o período de 2004/2005 existiam e foram instalados cerca de 236 milhões de sistemas de aquecimento de águas sanitárias. Esta contagem inclui os mais diversos sistemas, podendo estes ser divididos em equipamentos de aquecimento distrital, caldeiras e equipamentos de aquecimento dedicados, nos quais se incluem os termoacumuladores e esquentadores tanto elétricos como a gás. Assim, a distribuição do valor de unidades instaladas, acima referido, dos diversos equipamentos é a representada na Figura 1.5. A partir desta figura, conclui-se que grande parte da distribuição de equipamentos no mercado europeu diz respeito aos equipamentos de aquecimento dedicados, nos quais se incluem os esquentadores.

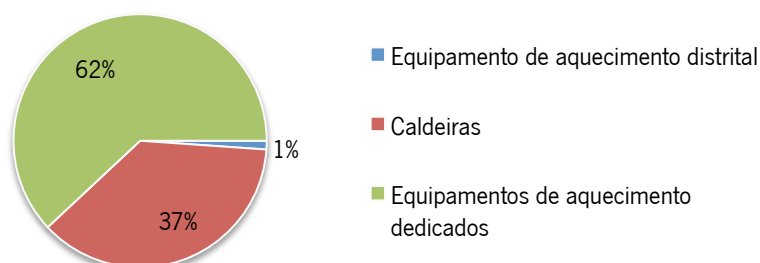


Figura 1.5 – Distribuição de equipamentos de aquecimento de água na União Europeia, em 2004/05.

Nesse mesmo período de tempo foram vendidas cerca de 17,2 milhões de unidades, dos quais 1,85 milhões dizem respeito a esquentadores a gás. Desse número de esquentadores, cerca de 68% são de capacidade média (10 – 13 L/min) e os restantes de capacidades inferiores ou superiores a esta. Na Figura 1.6 que se segue, é demonstrada a percentagem de vendas de cada tipo de equipamento, nomeadamente, caldeiras e esquentadores e termoacumuladores elétricos e a gás.

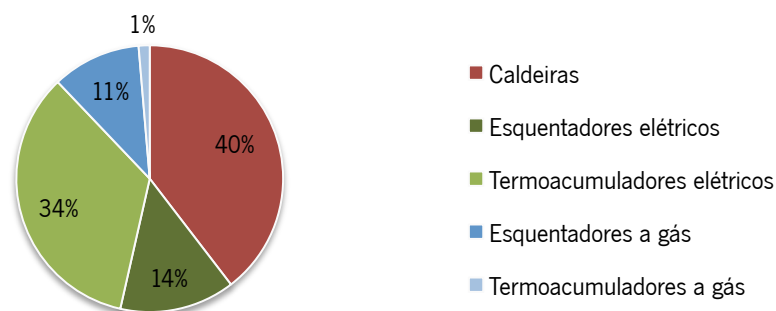


Figura 1.6 – Venda de equipamentos de aquecimento de água na União Europeia, em 2004/05.

Daqui se denota que a venda de esquentadores e termoacumuladores apresenta um valor, em média, inferior à dos restantes equipamentos. Visto a quantidade de equipamentos vendidos ser diferente de ano para ano torna-se relevante proceder a uma estimativa de vendas para anos futuros. Como tal é apresentado da Figura 1.7 essa mesma estimativa para o ano de 2020, tendo em consideração a percentagem de vendas de anos anteriores. Dessa figura, facilmente se depreende que o único equipamento de aquecimento de água em ascensão deverá ser a caldeira, sendo que se estima que a venda dos restantes está em declínio.

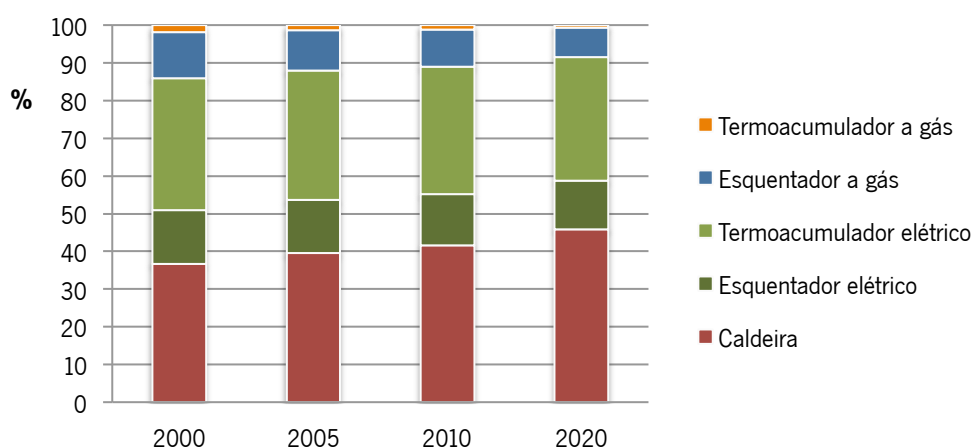


Figura 1.7 – Estimativa de vendas de equipamentos de aquecimento de água na União Europeia até 2020.

1.2.2. Mercado Português

Atualmente, dada a baixa inserção de aquecimento central, Portugal depende principalmente de equipamentos de aquecimento de água dedicados. Por sua vez, estes são principalmente esquentadores a gás, havendo, contudo, um mercado significativo de termoacumuladores elétricos, especialmente no Norte do país. De referir que a grande maioria dos esquentadores a gás usados como fontes primárias de aquecimento de água sanitária têm uma capacidade de 10 – 13 L/min, bem como capacidades superiores a esta.

No período de tempo 2004/05 foram instalados cerca de 390500 equipamentos de aquecimento de água sanitária, sendo que desses cerca de 340000 unidades dizem respeito a equipamentos de aquecimento dedicados. Assim a distribuição de vendas desde 2000 até 2010 foi a representada na Figura 1.8.

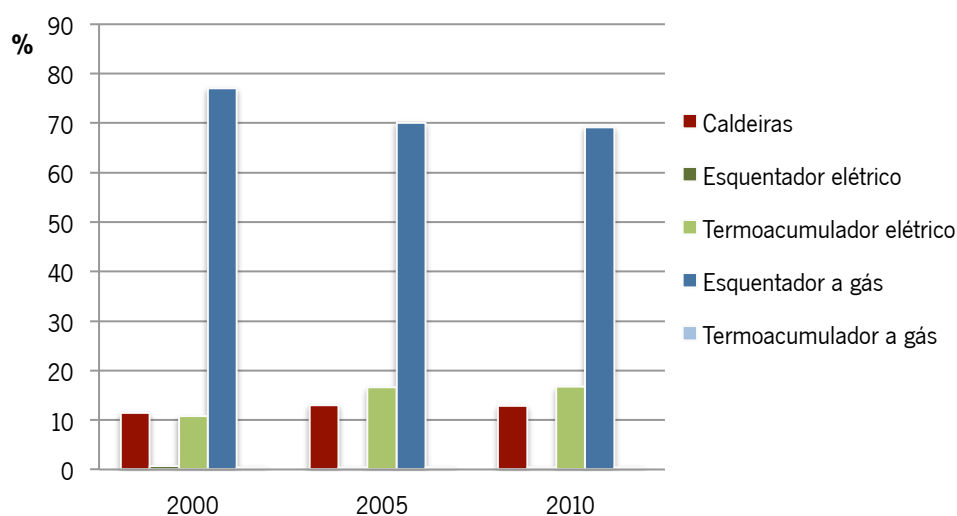


Figura 1.8 – Vendas de equipamentos de aquecimento de água em Portugal, até 2010.

A partir da Figura 1.8, pode-se concluir que grande parte dos equipamentos de aquecimento de água em Portugal se tratam de esquentadores a gás, havendo uma tendência crescente para a utilização de termoacumuladores elétricos. De igual modo se verifica que as vendas de esquentadores elétricos e termoacumuladores a gás são quase imperceptíveis na figura, sendo que estão pouco instituídos no mercado Português.

1.3. Motivação e âmbito

Dos equipamentos de aquecimento de água disponíveis no mercado, o esquentador a gás é dos mais utilizados atualmente, sendo mesmo o mais utilizado em Portugal. Apesar de haver alguma discussão relativamente às vantagens e desvantagens de cada equipamento, os esquentadores a gás continuam a ser dos mais eficientes e de custo mais reduzido. Contudo, são também uma fonte de poluição dada a formação de NO_x e CO aquando da queima da mistura ar-combustível. Havendo, nos dias de hoje, uma crescente preocupação e uma maior restrição relativamente a estas emissões poluentes, torna-se imperial projetar um queimador o mais eficiente e menos poluente possível.

É, portanto, neste âmbito que surge o presente trabalho, no qual é estudado o comportamento e processo da mistura à saída de um queimador de um esquentador, também designado de flauta.

1.4. Objetivos

Este trabalho tem como objetivo principal o estudo do escoamento da mistura ar-combustível numa flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

Mais especificamente, os objetivos a alcançar são os que se seguem:

- Compreensão do processo de combustão num esquentador;
- Estudo dos fenómenos de estabilização da chama;
- Compreensão da influência de um jato no arrasto de ar (primário) necessário à combustão;
- Análise detalhada de vários tipos de flauta;
- Desenvolvimento de um modelo matemático para determinação da quantidade de ar arrastado para o interior da flauta;
- Estudo da influência das diferentes geometrias constituintes de uma flauta.

Capítulo 2

REVISÃO DE LITERATURA

No presente capítulo é feita uma revisão de literatura a fim de melhor se compreender os fenômenos envolvidos no processo de combustão em queimadores tipo flauta, nomeadamente a formação e estabilidade de chama, o processo de geração de vórtices e os princípios de um jato turbulento. Além disso, é apresentado um estado de arte relativo ao tipo de flautas existentes, bem como os princípios de funcionamento inerentes a estas.

2.1. Formação de chama

De acordo com Brizuela & Romano (2003), a reação de combustão baseia-se na reação química exotérmica de uma substância, denominada combustível, com o oxigênio. Como consequência da reação de combustão obtém-se a formação de uma chama, a qual consiste numa massa gasosa incandescente que emite luz e calor. Segundo Quintiere (2006), uma chama produz uma temperatura da ordem de pelo menos 1500 K e geralmente um máximo de 2500 K em ar. Salvi (1975), citado em Miranda (2001), afirma ainda que uma chama pode ser definida como uma reação de combustão que se propaga através do espaço a uma velocidade inferior à do som.

As chamas podem dividir-se em duas categorias consoante a mistura que lhes dará origem, podendo ser chamas de difusão ou chamas de pré-mistura. No primeiro caso, o combustível é injetado para o ar circundante e a chama irá queimar por difusão deste ar com o combustível. A combustão irá ocorrer onde o rácio entre o ar local e o combustível se encontrar entre os limites de inflamabilidade. Este tipo de chama é frequentemente observada em queimadores de Bunsen de laboratório. A chama de difusão de um combustível de hidrocarbonetos apresenta uma cor amarela como resultado da radiação das partículas de carbono que se formam no interior da chama. A chama pode ter características laminares, ou ser turbulenta se o número de Reynolds nos orifícios de saída da mistura for superior a 2000. A grande maioria dos queimadores opera em regime turbulento, uma vez que se obtém uma maior eficiência da combustão neste caso, devido

ao facto de a turbulência melhorar o processo de mistura entre o ar e o combustível (Hanby, 1994).

No caso das chamas de pré-mistura, o ar e o combustível são misturados a montante da zona de combustão. O combustível e o ar são então misturados numa zona entre a injeção de combustível e os orifícios de saída da mistura, normalmente com a quantidade de ar necessária a uma combustão completa. A chama de pré-mistura emite muito pouco calor por radiação mas, devido à sua natureza turbulenta, a convecção forçada num permutador de calor é muito eficiente (Hanby, 1994).

A formação da chama ocorre com a ignição da mistura ar-combustível à saída do queimador. Se surgir a ignição sem recorrer a um agente exterior à mistura, diz-se que se trata de ignição espontânea, também designada de auto-ignição. Por outro lado, diz-se que se trata de ignição forçada, se for provocada por uma fonte de calor, tal como uma faísca, um fio quente, um jato de gases a temperatura elevada ou recorrendo a chamas piloto. Esta última é frequentemente utilizada em queimadores de esquentadores e trata-se de uma pequena chama de pré-mistura estabilizada à saída do queimador, promovendo assim a ignição e estabilização da chama principal. Apesar de ser um método bastante eficiente, existe a necessidade da existência de linhas de alimentação de combustível e de controlo quer para a chama piloto quer para a chama principal (Coelho & Costa, 2012).

No caso de estudo de um esquentador a ignição é forçada, sendo que iniciada a combustão, esta propaga-se por toda a mistura rapidamente, demorando, contudo, alguns milissegundos a estender-se por todo o conjunto-queimador do esquentador. Segundo Coelho & Costa (2012), na região mais afastada do ponto de ignição, a expansão dos gases quentes resultantes da combustão irá comprimir a mistura, podendo ocorrer nesta região uma ignição espontânea se o tempo necessário para que esta ocorra for inferior ao tempo que a chama demora a propagar-se até essa região.

Existem inúmeros parâmetros que afetam o processo de ignição de uma mistura, dos quais se destacam os seguintes:

- Pressão e temperatura iniciais da mistura;
- Composição química da mistura;
- A energia da fonte de ignição, bem como a sua distribuição espacial e temporal;
- A velocidade da mistura;

- A turbulência da mistura;
- As propriedades térmicas e de transporte da mistura.

Basicamente, a ignição só poderá ocorrer se a temperatura da mistura for elevada o suficiente para provocar reações químicas auto-sustentadas, se o tempo que os reagentes demoram a absorver energia for suficiente para a formação em cadeia de radicais e, consequentemente, para a libertação do calor que irá gerar a ignição. Além disso, existe também a necessidade da existência de uma boa mistura entre o combustível e o ar, para que os reagentes recebam o calor libertado na reação, de modo que esta prossiga de forma-auto-sustentada.

De acordo com Hanby (1994), os gases combustíveis são capazes de ser completamente misturados a um nível molecular com o ar da combustão. Contudo, nem todas as misturas de combustível e ar são capazes de suportar ou propagar uma chama. Imaginando que uma região, a qual contém uma mistura ar-combustível, consiste em diversos volumes discretos de controlo, se a fonte de ignição for aplicada num destes pequenos volumes, então a chama irá propagar-se por toda a mistura se a transferência de energia deste volume de controlo para as regiões adjacentes for suficiente para causar a ignição. Surge então a implicação de que o calor gerado no volume de controlo deve exceder a perdas por este. A temperatura gerada no volume de controlo será maior se a mistura for estequiométrica, enquanto que se a mistura for rica ou pobre em combustível, então a temperatura irá diminuir.

2.2. Estabilidade de chama

Do ponto de vista prático, existe o desejo de manter a chama estacionária no espaço de forma que o modo de operação contínuo possa ser alcançado dentro do queimador. Para tal, a mistura de gases não queimados deve ter precisamente a mesma velocidade de modo a equilibrar com a velocidade da chama para tornar a chama estacionária. Este facto não só é basicamente impossível de se cumprir como, mesmo que possa ser feito, é também demasiado restritivo na gama de operação do queimador. O princípio de estabilização da chama consiste em fornecer um mecanismo através do qual a intensidade de queima da chama possa ser automaticamente modificada de modo que esta disponha de flexibilidade suficiente para ajustar a sua localização, orientação e configuração num campo de escoamento não-uniforme e temporalmente variável. Assim, não só pode ser alcançado o equilíbrio estático entre a velocidade

de escoamento e a velocidade da chama numa região, como também existe flexibilidade suficiente para que a chama se acomode às mudanças das condições de operação, de modo a atingir o equilíbrio dinâmico (Law, 2006).

Torna-se então necessário fixar a chama ao queimador para interagir localmente com o escoamento e com os processos de combustão, de modo a criar uma zona estável.

De seguida será discutido como o equilíbrio dinâmico pode ser alcançado para afetar a estabilidade da chama e também situações sobre as quais a estabilização não é possível, levando à sua extinção.

2.2.1. Estabilização de chamas pré-misturadas

Para o estudo do fenómeno de estabilização da chama, Law (2006) considera como exemplo um queimador de Bunsen, admitindo que o escoamento no interior do tubo se encontra totalmente desenvolvido. A região local na qual a chama é estabilizada situa-se no bordo do queimador, estando o processo de estabilização demonstrado na Figura 2.1. Apesar de o perfil de velocidades ser parabólico, na zona próxima da parede (até uma distância da ordem de 1 mm da parede), este pode ser equiparado a um perfil linear, como representado na Figura 2.1.

A concentração da mistura pode ser modificada pelo ar ambiente através da sua difusão e do seu arrasto. Se a mistura for pobre em combustível, então irá tornar-se ainda mais pobre como resultado da mistura com o ar, diminuindo a velocidade da chama. Contudo, se a mistura for rica em combustível, então irá tornar-se mais estequiométrica com a mistura com o ar e, assim, irá queimar mais intensamente.

Considerando o exemplo de Law (2006) e assumindo uma mistura pobre em combustível, existem três possíveis configurações de chama (Figura 2.1). Na configuração 1, a chama encontra-se muito perto do bordo do queimador, de tal forma que as perdas de calor excessivas provocam com que a velocidade de propagação da chama seja inferior à velocidade do escoamento. Assim, a chama tende a deslocar-se para a posição de equilíbrio 2. Nesta posição, a chama encontra-se mais distante do bordo do queimador e sofre menos perdas de calor. Consequentemente, a velocidade de propagação da chama aumenta, exceptuando na extremidade da margem do queimador onde tende a diminuir devido à diluição com o ar arrastado. Portanto, a um

determinado ponto da frente de chama, a velocidade de propagação desta iguala a velocidade do escoamento, ancorando assim toda a chama. Por fim, afastando a chama da posição de equilíbrio 2 para a posição 3, a sua velocidade de propagação tende a aumentar ultrapassando a velocidade do escoamento, retornando esta, novamente, para a posição de equilíbrio.

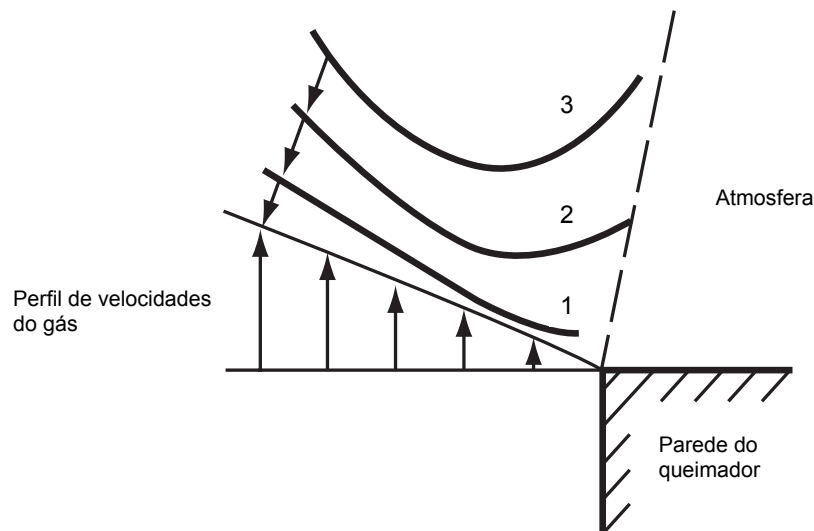


Figura 2.1 - Estabilização da chama num queimador de Bunsen (reproduzido de Coelho & Costa, 2012).

Torna-se então evidente que o mecanismo de ancoramento da chama permite uma flexibilidade considerável, de modo que esta reaja à mudanças de velocidade e concentração da mistura, ajustando a sua localização relativamente ao bordo do queimador, conseguindo assim o equilíbrio da velocidade local. Quando este equilíbrio não é conseguido, pode ocorrer o retorno e o *blowoff* da chama.

É importante reconhecer que *blowoff* e extinção da chama são dois fenómenos inteiramente diferentes. Segundo Law (2006), o *blowoff* é causado pela falta de equilíbrio dinâmico entre a velocidade da chama e a velocidade do escoamento. Quando o *blowoff* é afetado pelo aumento da velocidade da mistura, a intensidade de queima da chama no ponto de estabilização atinge o seu máximo local no início do *blowoff* e a chama mantém a sua estrutura. Por outro lado, a extinção é causada pela redução da reatividade química, exterminando a chama. A intensidade de queima da chama atinge assim o seu mínimo local no início da extinção em resposta ao mecanismo de extinção imposto.

2.2.2. Blowoff, retorno e descolamento da chama

Segundo Turns (2000), dois dos critérios mais importantes no projeto de queimadores a gás são a prevenção do retorno e do descolamento da chama. O retorno da chama ocorre quando a chama entra e se propaga através do tubo ou orifício do queimador sem se extinguir; enquanto que o descolamento é a condição na qual a chama não está colada ao tubo ou orifício da chama, estando estabilizada a alguma distância deste. Numa aplicação a gás, a propagação da chama para a parte interior do orifício pode inflamar um volume relativamente grande de gás da mistura, o que pode resultar numa explosão.

De referir que com o aumento do caudal, o valor da velocidade de propagação da chama pode variar consoante dois factores contrários, sendo eles a diluição e a difusão de calor e radicais. Para misturas pobres ou estequiométricas, o primeiro provoca a diminuição da velocidade de propagação da chama, ao passo que o segundo provoca o aumento desta. Contudo, tratando-se de uma mistura rica, a velocidade de propagação da chama irá aumentar aquando da diluição com o ar atmosférico, uma vez que a razão de equivalência se aproxima do valor estequiométrico. Sob tais condições, os dois factores mencionados irão provocar o aumento da velocidade de propagação da chama, compensando assim o aumento de caudal (Coelho & Costa, 2012).

Os fenómenos de retorno e descolamento da chama estão ambos relacionados com a diferença entre a velocidade local da chama e a velocidade local do escoamento. O retorno de chama é geralmente um evento transiente, ocorrendo à medida que o escoamento de combustível diminui ou é interrompido. Quando a velocidade local da chama ultrapassa a velocidade local do escoamento, a chama propaga-se para o interior do queimador.

A Figura 2.2 demonstra os limites de retorno e blowoff da chama, como função da concentração de combustível e do gradiente de velocidade do escoamento para misturas de gás natural e ar. As condições para a operação estável de uma chama de Bunsen estão delimitadas por estas curvas de retorno e *blowoff* da chama (Law, 2006).

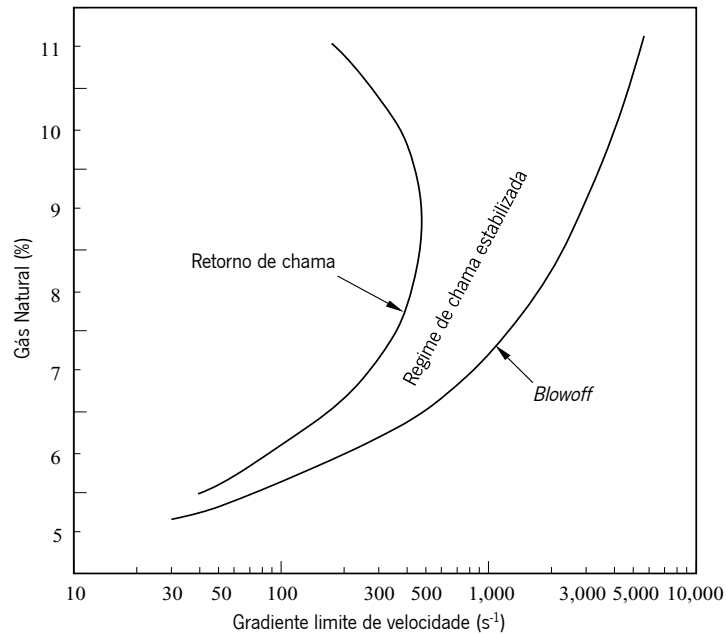


Figura 2.2 - Regimes de blowoff, estabilização e retorno de chama de uma chama de Bunsen laminar (adaptado de Law (2006))

Quanto ao descolamento da chama em queimadores, este é geralmente indesejável por algumas razões. Primeiro, pode contribuir para a fuga de gás não queimado e de combustão incompleta, pois permite que o combustível escoe pelo espaço entre a saída do queimador e a base da chama, contribuindo também para a poluição do ambiente. Além disso, a ignição é difícil de obter acima do limite de descolamento bem como a obtenção do controle exato da posição da chama descolada e, portanto, pode resultar daqui uma transferência de calor deficiente. As chamas descoladas podem também produzir ruído.

O descolamento da chama depende das propriedades da chama local e do escoamento perto do bordo do queimador. Considerando uma chama estabilizada à saída de um queimador, a velocidades baixas de escoamento, a extremidade da chama encontra-se muito perto do bordo do queimador, designando-se de chama “colada”. Quando a velocidade aumenta, a extremidade da chama distancia-se um pouco do queimador. Com aumentos mais acentuados, é atingida uma velocidade crítica na qual a extremidade da chama se afasta para uma posição longe do bordo do queimador. Nesta posição diz-se que a chama é descolada. O aumento da velocidade acima do valor de descolamento resulta no aumento da distância de descolamento até que a chama se extinga abruptamente, uma condição obviamente indesejável.

Na Figura 2.3 é demonstrado um diagrama de estabilidade onde se podem verificar as diferentes regiões de retorno e descolamento da chama, de *blowoff* e extinção desta, assim como

uma região onde são criadas instabilidades, existindo oscilações na posição de equilíbrio da frente de chama.

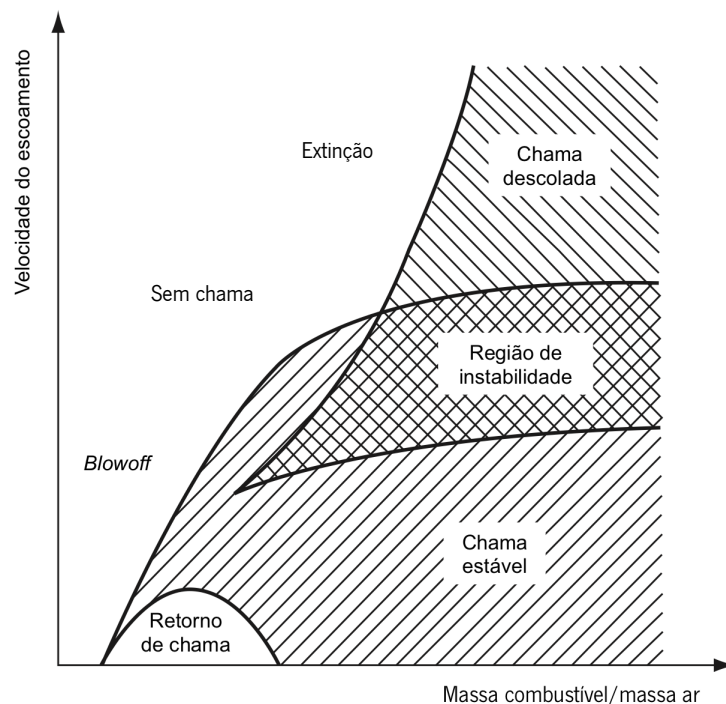


Figura 2.3 - Diferentes regiões da chama (adaptado de Coelho & Costa (2012)).

2.2.3. Métodos de estabilização de chama

Para que uma chama seja estabilizada, a velocidade de propagação de uma chama de pré-mistura deverá igualar a velocidade do escoamento local. No caso desta última exceder a velocidade de propagação, poderá ocorrer a extinção da chama. A necessidade da utilização de um método de estabilização da chama prende-se com o facto de que, em equipamentos de combustão, a velocidade de propagação de uma chama de pré-mistura, seja esta turbulenta ou laminar, apresenta valores inferiores às velocidades típicas do escoamento (Coelho & Costa, 2012).

Na prática, a estabilização realiza-se causando a recirculação de alguns produtos da combustão, a ignição contínua da mistura de combustível, o aquecimento de um dos reagentes ou a rotação do ar de combustão.

Quanto à recirculação dos produtos da combustão, esta pode ser conseguida mediante a utilização de obstáculos sólidos no escoamento, usualmente denominados de corpos não

fuselados, dirigindo parte ou um dos constituintes do escoamento, normalmente ar, na direção oposta ou normal à do escoamento, tal como acontece em câmaras de combustão de turbinas a gás (estabilização aerodinâmica); ou introduzindo uma expansão, tal como um degrau na parede do queimador (Glassman, 1987). Nestas condições, a velocidade do escoamento é reduzida e atinge valores iguais ou inferiores à velocidade de propagação da chama, permitindo a sua propagação. Estes métodos de estabilização estão representados na Figura 2.4.

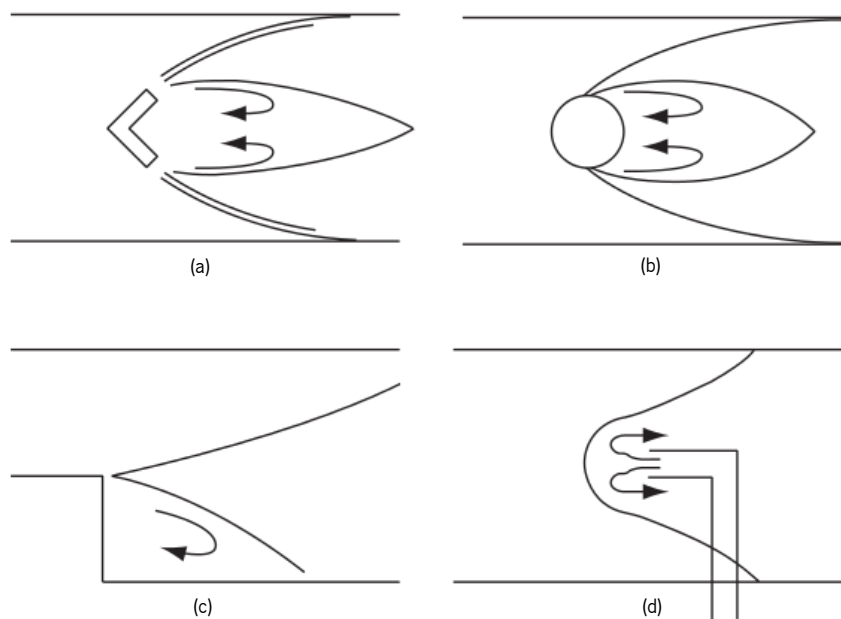


Figura 2.4 - Métodos de estabilização para escoamentos com velocidades elevadas (a) corpo não fuselado em V, (b) corpo não fuselado circular, (c) expansão súbita, e (d) jato oposto (adaptado de Glassman (1987)).

Os tipos de obstáculos usados na estabilização de chamas em escoamento de velocidades elevadas podem ser hastes, corpos não fuselados em V, discos, tiras, etc. Contudo, na escolha do estabilizador de corpo não fuselado, o projetista deve não só considerar a velocidade máxima de extinção de chama que o obstáculo permite, como também a perda de pressão, o custo, a facilidade de manufactura, etc (Glassman, 1987). Também devido a todos estes factores, deve também ser previsto o número óptimo de corpos não fuselados que poderão ser empregues numa determinada aplicação (Coelho & Costa, 2012).

Na região a jusante do corpo não fuselado, verifica-se que as velocidades são mais baixas relativamente à velocidade a montante deste, sendo, no entanto, elevadas o suficiente para que o escoamento seja turbulento. Segundo Chomiak (1990) citado em Coelho & Costa (2012), são criados vórtices nessa região que permitem que o tempo de residência do fluido nessa zona de região seja de cerca de 30 vezes o tempo do escoamento principal. Deste modo, os reagentes

situados a montante do obstáculo são arrastados para a zona de recirculação, misturando-se aí com o fluido recirculado. É nessa região que vai ocorrer a ignição da mistura, criando-se assim uma região de temperaturas elevadas bastante estável.

Quanto ao caso da ignição contínua, como referido no subcapítulo 2.1, procede-se ao aquecimento dos reagentes através de uma fonte de calor, como por exemplo, uma chama piloto, um jato de gás quente, um fio quente, etc. O inconveniente da utilização de chamas piloto é que estas podem extinguir-se por si mesmas, não sendo, portanto, usadas em escoamentos turbulentos rápidos (Glassman, 1987).

Quanto ao aquecimento de um dos reagentes, este é principalmente utilizado em câmaras de combustão com escoamentos supersónicos, em que a temperatura do ar proveniente do compressor é suficientemente elevada para assegurar a ignição contínua da mistura (Coelho & Costa, 2012).

Por último, a rotação do ar de combustão, processo também denominado de *swirl*, é um método bastante utilizado em queimadores industriais, especialmente em equipamentos de potência e velocidades de escoamento elevadas, uma vez que, nesse caso, o uso de corpos não fuselados para a estabilização levaria a perdas de carga excessivas. Este método é conseguido recorrendo a pás fixas dispostas a montante da zona de combustão ou à injeção do ar na direção perpendicular à direção do escoamento. Desta forma, são criadas zonas de recirculação, tanto maiores quanto maior for a velocidade de rotação. Um benefício deste método é que permite também o controlo do comprimento da chama, uma vez que este favorece a mistura dos reagentes, permitindo, assim, a redução do comprimento da chama (Coelho & Costa, 2012).

2.3. Geração de vorticidade

As interações dos vórtices com as chamas desempenham um papel fundamental em inúmeras aplicações de combustão. Estas interações conduzem a uma vasta classe de instabilidades da combustão, controlam fortemente a estrutura de chamas turbulentas bem como as respetivas taxas de reação, e ocorrem em operações transientes ou quando as chamas interagem com obstáculos durante o escoamento, os quais podem conduzir a níveis de aceleração da chama significativos. Existem vários tipos de vórtices e são frequentemente usados para

melhorar o processo de mistura, organizar a região da chama e para o seu processo de estabilização (Renard et al., 2000). De acordo com Fiebig (1998), os vórtices podem ser distinguidos como vórtices transversais ou longitudinais. Os vórtices transversais têm o seu eixo na direção transversal ou perpendicular à direção do escoamento e são consistentes em escoamentos bidimensionais. Os vórtices longitudinais têm o seu eixo na direção do escoamento e implicam sempre escoamentos tridimensionais.

A relevância da análise das interações chama/vórtice prende-se com a necessidade de melhor compreender os mecanismos básicos da combustão turbulenta e da sua instabilidade. De facto, este problema tem sido extensamente investigado em anos recentes e, como tal, serão abordados no presente trabalho alguns estudos sobre o tema.

As estruturas em vórtice ocorrem naturalmente em diversos escoamentos, tais como, em queimadores contínuos, nos quais a sua produção está relacionada com a injeção para a câmara de combustão e com o movimento turbulento em desenvolvimento. Este movimento em vórtice também está presente em motores de combustão interna como resultado da injeção e de processos de exaustão. Daqui se conclui que a vorticidade constitui uma grande parte da estrutura de escoamentos turbulentos encontrados em sistemas de combustão.

Os estudos sobre turbulência realizados nos últimos 30 anos indicam que a mistura é controlada até uma vasta extensão por movimentos em vórtice e especialmente por vórtices de grandes dimensões em desenvolvimento nas regiões de corte do escoamento. Os resultados experimentais destes estudos revelam que a turbulência pode ser descrita como um movimento organizado em grande escala sobreposto a um cenário de flutuações de pequenas escalas (Renard et al., 2000). Esta imagem tem vindo a evoluir através de experiências sobre camadas de corte (Brown & Roshko, 2006) e tem sido confirmada por estudos sobre jatos e escoamentos turbulentos. Os dados obtidos sugerem que a combustão turbulenta pode ser vista como um processo dominado por distorção, extensão, produção e dissipação contínuas da superfície da chama por vórtices de diferentes escalas. Esta descrição conceptual levou ao aparecimento de uma grande variedade de modelos de queimadores para a combustão turbulenta.

De acordo com Renard et al. (2000), os vórtices surgem também como resultado da instabilidade do escoamento. Está também evidenciado que o escoamento em queimadores a funcionar em regimes de oscilação é conduzido por vórtices organizados (Figura 2.5). Em muitos casos, a ignição e a subsequente reação destas estruturas constituem os mecanismos que

sustentam a energia fornecida à oscilação. O movimento rotativo do vórtice permite também o transporte de reagentes não queimados para as regiões de queima.

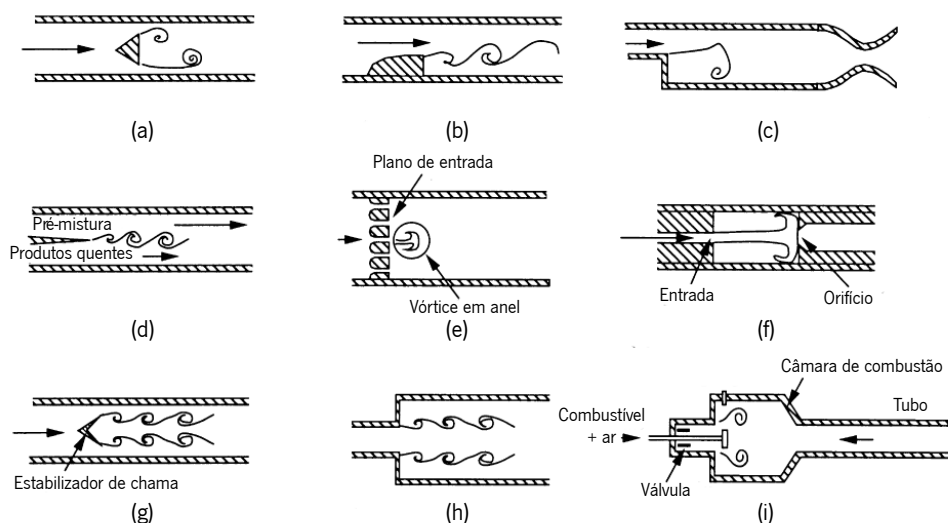


Figura 2.5 - Observação de estruturas em vórtice em queimadores instáveis (adaptado de Renard et al. (2000)).

Esta vista panorâmica de dispositivos práticos e modos de operação indica claramente que a vorticidade e a sua interação dinâmica com a combustão são de grande importância prática. Contudo, a análise experimental deste fenômeno nem sempre é fácil, sendo alguns dos problemas frequentes a geração apropriada de um vórtice e a sua interação com uma chama bem controlada. Sendo assim, torna-se fundamental definir uma geometria de chama simples de forma a permitir experiências repetitivas e de fácil interpretação. A chama pode então ser ancorada por um obstáculo (haste, corpo não fuselado, etc.) ou ser estabilizada numa contracorrente. No entanto, o fluxo em estudo irá perturbar a estrutura do vórtice e possivelmente destruí-lo antes deste interagir com a chama. Conseguindo uma instalação que permita esta experiência, é importante examinar a influência do fluxo para quantificar precisamente as respectivas influências da chama e do fluxo na estrutura do vórtice.

O tema abordado no presente subcapítulo foca-se no estudo de geradores de vórtices como uma técnica de aumentar e melhorar a transferência de calor para desenvolver escoamentos em canais, e como um meio de formação de zonas de recirculação que permitem a estabilidade da chama e melhoram o processo de mistura do combustível com o ar.

2.3.1. Vórtices

Segundo Fiebig (1998), mesmo não havendo uma definição matemática para a existência de vórtices, a explicação comum sugere que um vórtice é um movimento em redemoinho em torno de um eixo. Ashurst (1989) vai mais longe e acrescenta ainda que um vórtice tem um escoamento rotativo com rotação zero no centro do seu núcleo, aumentando para um máximo e tendendo novamente para zero com o aumento da distância ao centro do vórtice.

Quando tanto a chama como o vórtice estão livres para evoluir livremente, o vórtice é comprimido quando atravessa a chama. A produção de vorticidade depende fortemente da intensidade da libertação de calor e da curvatura da chama (Renard et al., 2000).

Segundo Renard et al. (2000), foram investigadas as interações chama/vórtice numa chama de jacto pré-misturada recorrendo a simulações axissimétricas tendo em atenção a química detalhada. Daqui se verificou que a elevada viscosidade dos produtos da combustão conduz a um aumento da dissipação de vorticidade e a presença do vórtice não melhora a taxa de queima, comparando com o caso sem estruturas em vórtice. Contudo, existe um factor que influencia severamente o comportamento de um vórtice, sendo este a expansão térmica do gás no interior da chama. Este fenómeno tende a atenuar completamente o vórtice inicial, independentemente do seu tamanho. Um vórtice suficientemente forte pode sobreviver à travessia da chama se for capaz de enfraquecer a chama até ao seu limite de extinção, de modo que a atenuação da vorticidade pela expansão do gás se torna desprezável (Mueller et al., 1998).

Também foram feitas simulações para investigar a evolução da vorticidade durante a colisão frontal entre um par de vórtices e uma chama de pré-mistura, sobrepondo gradientes de pressão médios diferentes e uma intensidade de turbulência moderadamente baixa no escoamento, de forma que a chama não fosse quebrada. De acordo com Louch & Bray (1998), podem então ser identificados três regimes diferentes de vorticidade: um que permite a passagem completa de vorticidade através da frente de chama; um que previne o anterior completamente; e outro regime intermédio. Em todos os casos revela-se que a estrutura do vórtice inicial é destruída e que são criados novos movimentos em vórtice dentro da chama. Os resultados exatos dependem fortemente da tipologia da chama e do gradiente de pressão. Ficou também demonstrado que para vórtices com forças elevadas, a chama fica encurralada entre os núcleos destes.

Segundo Renard et al. (2000), para velocidades baixas do jato, foram observados o crescimento e a evolução de estruturas em vórtice no exterior da superfície da chama, os quais afetam em particular o transporte de oxigênio para a chama. Para velocidades mais elevadas, os vórtices também se formam dentro da superfície da chama. Estes vórtices interiores melhoram a transferência de combustível para a superfície da chama, enquanto que os exteriores influenciam principalmente a área da superfície da chama, a localização desta e o transporte de calor. Estas estruturas aumentam a quantidade de reação devido a uma convecção mais eficiente de reagentes não queimados, mas pode, no entanto, levar à extinção da chama por fornecerem um excesso de gases frios.

Um dos fenômenos que ocorre quando da criação de um vórtice é a formação de bolsas de gases não queimados. Estas bolsas formam-se apenas para uma dada variação de velocidades de convecção e resultam do enrolamento da chama gerado pelo vórtice, sendo que para velocidades de convecção elevadas o enrolamento será menor, uma vez que o tempo de interação chama/vórtice será também menor (Renard et al., 2000). Para velocidades do vórtice muito baixas, a chama tem mais tempo para queimar no seu interior, resultando em bolsas muito pequenas ou até nenhuma, enquanto que para velocidades de convecção mais elevadas, uma porção muito pequena da frente de chama é arrastada juntamente com o vórtice em movimento, não havendo a formação de bolsas.

A análise de um vórtice tem como ponto chave a influência do seu tamanho. De acordo com Renard et al., (2000), as experiências indicam que os vórtices de pequenas dimensões têm menor probabilidade de perturbar a frente de chama do que os vórtices maiores tendo a mesma força de vorticidade. Tal advém do facto de que os vórtices pequenos têm números de Reynolds inferiores aos dos vórtices maiores e, portanto, enfraquecem mais rapidamente devido às forças de viscosidade, antes de poderem interagir efetivamente com a chama. De acordo com Lee et al. (1993), as experiências acerca das interações chama/vórtice periódicas comprovam que os vórtices mais pequenos são menos eficazes na geração da área de chama. Estas observações só foram realizadas para chamas de metano-ar, uma vez que os vórtices de chamas de propano-ar são demasiado grandes para apresentar este tipo de comportamento.

2.3.2. Geração de vorticidade para aumento da transferência de calor

Inicialmente, o uso de geradores de vórtices era exclusivamente dedicado ao controlo de camadas limite. Contudo, a comunidade da transferência de calor tem recentemente começado a explorar a geração de vórtices como um meio de aumentar a transferência de calor. Segundo Felton & Jacobi (1996), em 1969 apareceu o primeiro artigo sobre o uso de geradores de vórtices para melhorar a transferência de calor. Os seus autores, Johnson e Joubert, estudaram o escoamento num cilindro com geradores de vórtices asa-delta (*delta-wing*) acoplados a este, dispostos com um ângulo de ataque específico. Verificaram que a transferência de calor medida aumentou 200%, mas o coeficiente de calor médio diminuiu devido à diminuição da transferência noutras regiões do cilindro. Os aumentos locais deveram-se ao aumento da mistura dos fluidos, enquanto que a redução dos valores médios se deveu à diminuição do impacto dos vórtices de recirculação nestas regiões.

Assim, o desejo de performances melhoradas de transferência de calor tem conduzido à melhoria de diversas técnicas que utilizam este processo. O objectivo desta melhoria é reduzir o custo inicial da troca de calor ou reduzir o seu custo de operação. O custo inicial pode ser reduzido se o aumento da transferência de calor permitir uma redução no peso ou no volume desta troca. Por sua vez, o custo de operação pode ser reduzido se o aumento permitir que a transferência de calor seja feita com uma queda de pressão menor (Felton & Jacobi, 1996).

As técnicas utilizadas para o aumento da transferência de calor podem ser classificadas como passivas ou ativas. As técnicas passivas não requerem uma aplicação direta de energia externa, excluindo a energia necessária para injetar a mistura, ao passo que as técnicas ativas necessitam de sistemas, tais como, superfícies de transferência de calor rotativas ou vibratórias, ou campos elétricos. Os métodos de aumento da transferência de calor passivos são, portanto, menos complexos, de menor custo e de maior fiabilidade, consistindo principalmente em extensões da geometria da superfície (alhetas ou estabilizadores aerodinâmicos de chama).

De acordo com Felton & Jacobi (1996), estas extensões permitem o aumento da transferência de calor por indução de vórtices nas regiões pretendidas, sendo que este aumento será feito com baixas perdas de pressão do escoamento. Este método consiste na introdução de vórtices ao longo do caminho percorrido pelo fluido ou na zona de chama. Existem diversos tipos de apêndices geradores de vórtices que podem ser aplicados nesta situação, sendo os mais

usados os asa-delta e os *winglet*. Para os geradores de vórtices asa-delta, os vórtices desenvolvem-se como resultado da diferença de pressão ao longo desta superfície. Os vórtices criados interagem com o fluido do canal para produzir um movimento em espiral tridimensional que irá misturar o fluido central com o fluido que escoar junto das paredes, melhorando assim a mistura ar-combustível. Este processo de mistura aumenta a transferência de calor ao tornar a camada limite térmica menos densa e permite também a obtenção de perdas de carga mais baixas, quando comparado com outros métodos.

Os geradores de vórtices, tais como os ilustrados na Figura 2.6, permitem reduzir a espessura da camada limite térmica conduzindo a um aumento da transferência de calor na região desenvolvida. Em toda esta região, os vórtices criam um escoamento em redemoinho que aumenta a mistura de grande parte dos fluidos.

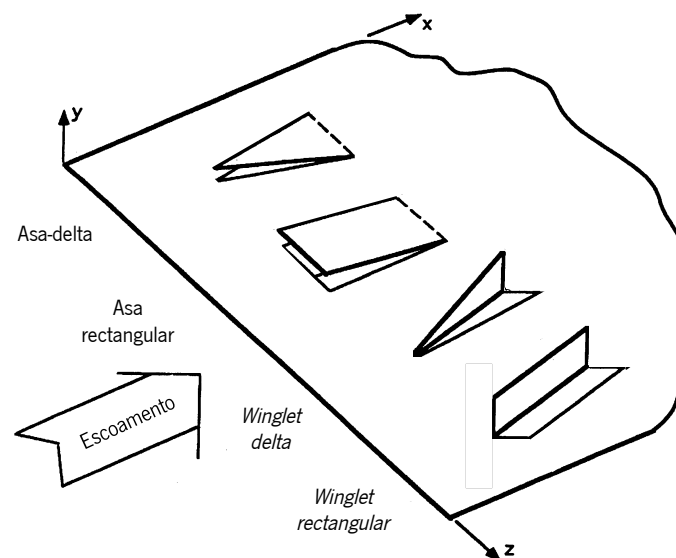


Figura 2.6 - Exemplo de geradores de vórtices numa superfície plana (adaptado de Felton & Jacobi (1996)).

2.3.3. Zonas de recirculação

Uma das principais funções dos vórtices é a criação de zonas de recirculação, nas quais se dá a transferência de calor, e são atualmente muito utilizadas para estabilização da chama. Segundo Driscoll & Temme (2011), este fenómeno permite velocidades de escoamento substancialmente superiores às velocidades de queima da mistura e trata-se de uma zona onde a chama é ancorada e estabilizada. A zona de recirculação também tem como função misturar os produtos já presentes na zona de combustão com os reagentes que ascendem em direção à base

da chama, que se encontra suspensa e cuja velocidade também irá aumentar. Este aumento da velocidade é também provocado pelo aumento do nível de turbulência gerado na zona de recirculação. Esta turbulência criada, especialmente na zona de mistura, intensifica o processo de combustão da mistura no escoamento.

Daqui se compreende que a complexidade do campo do escoamento vai ser maior. Contudo, o processo básico de estabilização da chama pode ser compreendido considerando uma situação simples em que a chama se encontra numa camada de corte. O combustível e o ar são inicialmente pré-misturados e a base da chama encontra-se suspensa, devendo, por isso, existir um perfil estequiométrico entre a chama e as correntes de ar. A chama da camada de corte, acima referida, contém ar com velocidade mais elevada na parte exterior da chama e combustível com velocidade mais baixa na parte interior.

A temperatura da mistura na zona de suspensão da chama depende da quantidade de gás recirculado (Driscoll & Temme, 2011). Devido à troca de turbulência, uma certa parte dos gases da zona de recirculação é constantemente substituída por mistura ainda por queimar. Assim, nas correntes a jusante da zona de recirculação, é feita a mistura de combustível não queimado com produtos quentes da combustão. Consequentemente, a temperatura da mistura nessas correntes a jusante baixa e volta a aumentar como resultado da ignição da mistura e da libertação de calor (Kosterin et al., 1969). Esta temperatura é relevante, uma vez que a velocidade de queima na base da chama aumenta bastante se a temperatura do reagente aumentar. Este conceito de camada de corte é útil, mas pode-se tornar uma tarefa complicada dada a dificuldade de determinação das condições de fronteira (velocidade e temperatura) do combustível, do ar e da mistura nas diferentes regiões do escoamento.

Em muitas situações, a organização do escoamento é feita recorrendo a jactos de combustível, oxidante, gás inerte ou até a mistura destes, o que traz algumas vantagens em comparação com outros métodos de estabilização. No caso da estabilização por jacto, é possível variar suavemente a dimensão da zona de recirculação, regular a sua composição e a temperatura do gás nela contido (independentemente do escoamento principal), resolver problemas de formação da mistura e de estabilização da chama, criar zonas de turbulência aumentada no escoamento, e arrefecer efetivamente a mistura e o sistema de estabilização da chama (Kosterin et al., 1969).

2.4. Flauta

Os queimadores de equipamentos domésticos de aquecimento de água a gás, designados como flautas, são uma componente de especial relevância neste tipo de sistema. Basicamente, a flauta é o local onde é injetado o combustível, do qual se pretende aproveitar a energia térmica, onde este é misturado com ar, e à sua saída é formada a chama. As flautas podem ter diversas geometrias consoante as suas funções, sendo estas as que se seguem (Eddings, 2006):

- Introduzir as quantidades desejadas de combustível e ar para libertar uma determinada quantidade de calor;
- Libertar calor num padrão específico;
- Gerar uma ignição estável e operação segura;
- Induzir a mistura apropriada de combustível e ar;
- Permitir a variação da composição de combustível e oxidante;
- Ter uma operação simples;
- Ter baixa emissão de poluentes e ruído mínimo;
- Maximizar a eficiência;
- Restringir a chama a uma posição fixa relativamente ao queimador, com um padrão de chama pré-determinado.

O número de flautas que compõem o conjunto-queimador (Figura 2.7) é variável para cada equipamento e são, geralmente, dispostas paralelamente umas às outras a uma distância regular.



Figura 2.7 - Conjunto-queimador.

De um modo geral, uma flauta, utilizada em aparelhos domésticos aquecidos a gás, trata-se de um queimador atmosférico ou pressurizado para diversos tipos de gases combustíveis, a qual pode ter um ou mais tubos de queima que se prolongam longitudinalmente. Na parte inferior de uma flauta situa-se uma abertura para a alimentação do combustível seguida de um tubo venturi. A injeção do combustível permite o arrasto do ar atmosférico circundante, sendo que a mistura destes ocorre no interior do venturi da flauta. Depois de atravessar um corpo distribuidor, ao qual se segue, normalmente, uma zona de contração e expansão súbita, a mistura é distribuída para os orifícios de descarga, transversais à direção do escoamento, localizados na parte superior da flauta, também denominada de cabeça da flauta, os quais permitem a saída da mistura ar-combustível e, conseqüentemente, a sua ignição, ocorrendo aí a formação das chamas. Normalmente, a mistura presente nestes orifícios é rica em combustível, de forma que o escoamento reativo expelido por estes necessita de um escoamento de ar secundário para completar a reação de combustão. Este ar secundário é fornecido pelo ar atmosférico circundante, sendo que este pode também ser arrastado pelo jato reativo expelido pelos orifícios (Scribano et al., 2005). A cabeça da flauta pode, ainda, possuir orifícios que permitam a formação de chamas auxiliares e também estabilizadores aerodinâmicos de chama

Os subcapítulos que se seguem permitem uma melhor compreensão das diferentes secções constituintes de uma flauta, bem como as principais diferenças entre os tipos de flauta mais comuns.

2.4.1. Secções da flauta

Uma flauta é geralmente composta por várias secções de diferentes geometrias, entre as quais se destacam as seguintes: o tubo venturi, o corpo distribuidor, as contrações e expansões presentes ao longo da flauta e os orifícios de saída. Uma vez que cada uma destas geometrias influencia o processo de escoamento da mistura, torna-se relevante uma melhor compreensão destas.

2.4.1.1. *Tubo venturi*

O tubo venturi constitui a geometria inicial de uma flauta e define o local onde o combustível e o ar primário são admitidos para a flauta e posteriormente misturados. Segundo Baukal Jr (2003), um tubo venturi, como demonstrado na Figura 2.8, pode ser dividido em três secções diferentes: o bocal ou contração, a garganta e o difusor ou expansão.

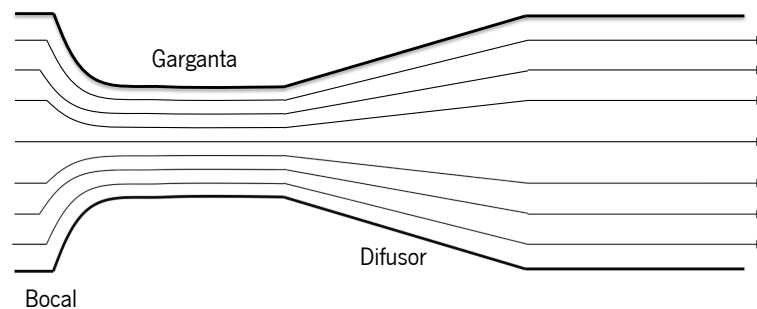


Figura 2.8 - Secções de um tubo venturi.

O bocal de um tubo venturi é geralmente projetado como uma entrada circular em forma de sino. Normalmente, a entrada em sino é desenhada com um raio r de valor de pelo menos 20% do diâmetro hidráulico D_h da garganta ($r/D_h \geq 0.20$). Deve-se ter sempre em atenção que a configuração do equipamento antes da admissão do ar pode introduzir restrições ao escoamento deste, podendo reduzir a performance do arrasto de ar. Além disso, a posição do jato de combustível em relação ao bocal do venturi pode também afetar a performance de arrasto de ar. Dependendo do desenho do venturi, o este processo de arrasto é normalmente otimizado quando o jato de combustível se localiza perto do plano de entrada do bocal.

A área da garganta do tubo venturi pode, também, ter uma influência significativa no arrasto de ar num queimador de pré-mistura. O diâmetro da garganta necessário para conseguir o máximo de arrasto depende da geometria de todo o queimador. A quantidade de ar e combustível que entra pelo bocal do tubo venturi deve ser a mesma que sai no seu final, sendo que ao passar pela garganta, tendo esta um diâmetro menor que os do bocal e do difusor, a velocidade da mistura deverá aumentar, resultando assim na diminuição da pressão. Por exemplo, os queimadores com uma elevada perda de pressão à entrada da garganta irão necessitar de uma garganta de menor diâmetro para conseguir o arrasto de ar ótimo. À medida que o diâmetro da garganta do venturi aumenta, para um determinado queimador, o arrasto também aumenta até

que o diâmetro da garganta atinja um valor ótimo, a partir do qual qualquer aumento do diâmetro irá resultar numa redução do arrasto, como ilustrado na Figura 2.9. Outro parâmetro importante é o comprimento da garganta, que é recomendado que seja aproximadamente sete vezes o diâmetro da garganta, de modo a obter o máximo de arrasto de ar.

Por último, o difusor, situado a jusante da garganta, é uma secção cónica que favorece uma transição gradual, aumentando o diâmetro desde a garganta até à secção mais a jusante do queimador. Para reduzir as perdas de quantidade de movimento, é recomendado que o ângulo total de divergência da secção do difusor seja menor que 10° (Baukal Jr, 2003). Difusores com ângulos de valores superiores poderá resultar na formação de zonas de recirculação nesta secção do tubo venturi, as quais podem reduzir o arrasto de ar.

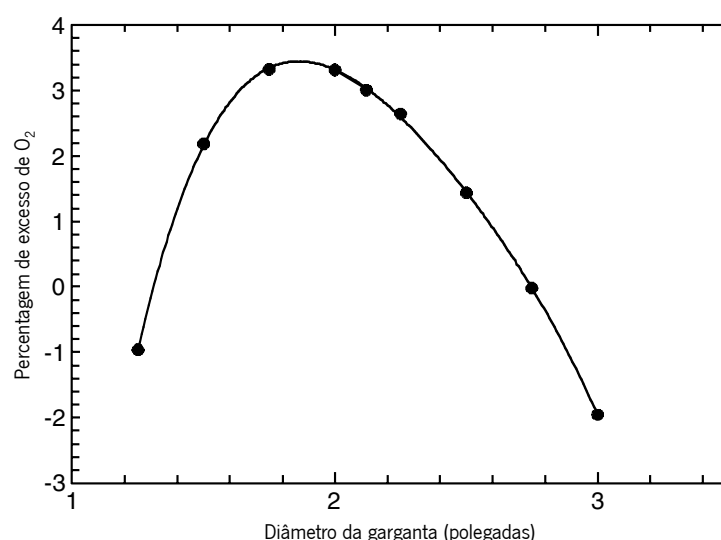


Figura 2.9 - Efeito do tamanho do diâmetro da garganta no arrasto de ar com outros parâmetros mantidos constantes, para um determinado queimador (adaptado de Baukal Jr, (2003)).

2.4.1.2. Corpo distribuidor

A secção a jusante do tubo venturi, designada de corpo distribuidor, é tipicamente um tubo recto ou, mais comumente em flautas, em forma de U que faz a ligação da saída do difusor à cabeça do queimador, como demonstrado na Figura 2.10. O seu comprimento varia consoante os requisitos do equipamento, sendo determinado pela espessura do esquentador e pelos requisitos de montagem ou da plataforma.

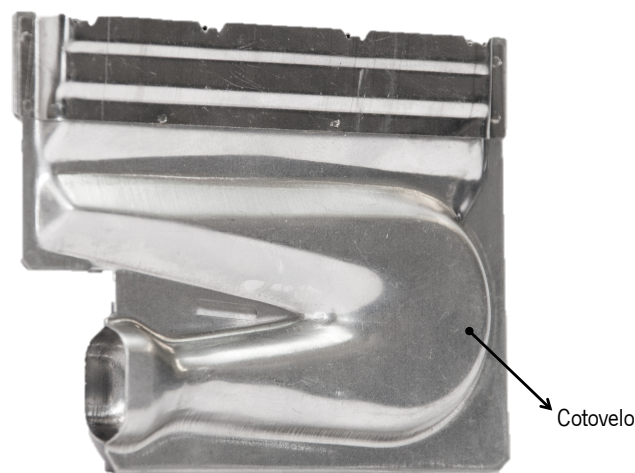


Figura 2.10 - Exemplo de um corpo distribuidor em forma de U de uma flauta.

No caso desta secção ter a forma em U ou em cotovelo, serão introduzidas no escoamento perdas de quantidade de movimento adicionais. Usando cotovelos de raios maiores e com ângulos mais rasos, estas perdas podem ser reduzidas e permitir a obtenção de um arrasto de ar melhorado. Depois de uma curva num tubo, o escoamento a jusante será distorcido e conduzido para a saída do cotovelo. Dependendo da geometria do cotovelo, deve ser usada uma secção recta maior a jusante de modo a permitir que o perfil do escoamento da mistura se distribua uniformemente antes de sair do queimador. Uma distribuição disforme do escoamento à saída do queimador poderá criar problemas relacionados com a qualidade da chama e o retorno desta durante o funcionamento do queimador (Baukal Jr, 2003).

2.4.1.3. *Contrações e expansões*

Ao longo da flauta pode-se verificar a existência de contrações e expansões, servindo como exemplo a flauta com estabilização aerodinâmica de chama (Figura 2.11).

Geralmente, no caso das flautas, as contrações são seguidas de expansões. Quando a mistura é escoada através de uma contração, a sua velocidade irá aumentar até que atinja a zona de expansão. Este facto irá permitir a ocorrência de turbulência bastante elevada, a qual irá beneficiar o processo de mistura do ar com o combustível até então ainda por misturar.

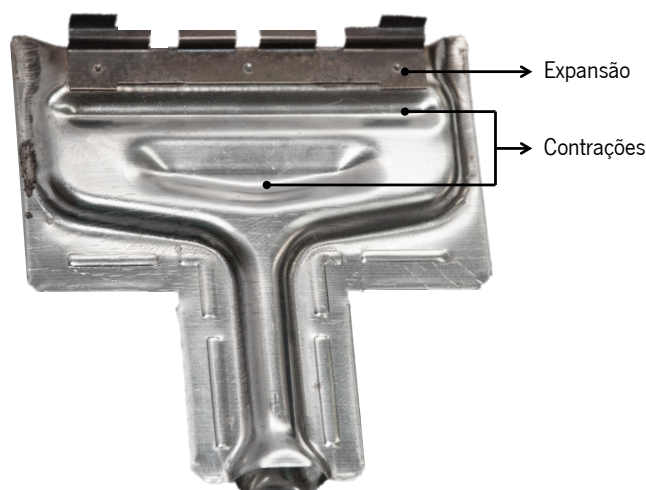


Figura 2.11 - Exemplos de contrações e expansão da flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

As zonas de contração podem também ser vistas como um obstáculo ao escoamento da mistura, o qual irá permitir uma melhor uniformização das velocidades da mistura ao longo de todo o comprimento da flauta.

No exemplo da câmara de expansão existente imediatamente a montante dos orifícios, esta apresenta um comprimento igual ao comprimento longitudinal da flauta e está ligado à zona inferior da flauta por meio de uma abertura de estrangulamento ou contração. A existência desta câmara de expansão, que faz a ligação aos orifícios que darão origem às chamas, permite uma melhor estabilização destas (Seebauer, 1981).

No caso da flauta com estabilização aerodinâmica de chama pode-se também verificar a existência de uma contração no centro do corpo distribuidor. Esta zona de contração irá permitir que a mistura atinja a cabeça da flauta de modo uniforme, conseguindo encaminhar a mistura pelas condutas laterais a esta zona central de contração. No caso da inexistência desta zona, grande parte da mistura seria direcionada apenas para os orifícios intermédios presentes na cabeça da flauta, originando chamas com intensidades irregulares ao longo da totalidade dos orifícios.

2.4.1.4. Orifícios

Os orifícios a partir dos quais a mistura é descarregada para a formação das chamas tanto podem dar origem a chamas primárias como a secundárias ou piloto, consoante as especificações

da flauta. Neste caso, as chamas piloto permitem uma melhor estabilização e manutenção da chama principal.

Podem ainda ser de diferentes geometrias, sendo que numa flauta pode também ser observada a existência de orifícios com comprimentos diferentes, como é o caso da flauta com estabilização aerodinâmica de chama (Figura 2.12). Este facto permite uma alimentação mais uniforme da mistura ar-combustível para a chama, originando uma chama mais estável.



Figura 2.12 - Orifícios de diferentes comprimentos de uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

2.4.2. Tipos de flauta

2.4.2.1. Flauta convencional

A flauta convencional, ou seja, a mais comum em esquentadores a gás, segue o princípio de funcionamento anteriormente referido. Nesta, o corpo distribuidor apresenta uma geometria em U e contém também orifícios para as chamas auxiliares, cujas irão garantir a estabilidade das chamas principais, mesmo sob pressões elevadas (Figura 2.13). Os orifícios das chamas principais são de diferentes comprimentos ou deslocados uns em relação a outros (Seebauer, 1984).

Esta flauta caracteriza-se por permitir uma elevada estabilidade e boa formação de chamas quando a quantidade e velocidade do gás combustível e ar comburentes que a atravessam por unidade de tempo e área não ultrapassam um determinado valor limite.

No entanto, a flauta convencional emite um ruído de operação, o qual, mesmo não sendo de níveis muito elevados, não permite que o equipamento satisfaça as condições impostas pelas diretivas da União Europeia relativas à emissão de ruído por equipamentos domésticos de

aquecimento. O ruído medido a aproximadamente 55 dB deve-se, essencialmente, à turbulência da mistura ar-combustível à saída da flauta. Uma forma de resolver este inconveniente é fazer com que a mistura ar-combustível se comporte de modo laminar, para que a frente de chama seja estável e livre de turbulência. Para este fim, deverá verificar-se na flauta três escoamentos paralelos distintos: um central, que dará origem à chama principal, e outros dois escoamentos laterais, de menores dimensões que o central, que permitem a formação das chamas piloto. Os escoamentos laterais apresentam também menores velocidades de mistura, devido às quedas de pressão originadas pelas suas áreas reduzidas. Desta forma, consegue-se uma redução substancial do ruído e assegura-se uma estabilização mais elevada das chamas principais (Buccilli et al., 2003).

Da forma como estão distribuídos os orifícios de saída, a mistura ar-combustível sai uniformemente da flauta para todo o seu comprimento longitudinal e de forma laminar, o que permite, então, o aparecimento de uma chama silenciosa.



Figura 2.13 - Flauta convencional.

2.4.2.2. Flauta de chama ancorada

A grande diferença geométrica entre este tipo de flauta e uma flauta convencional reside no facto de a flauta de chama ancorada conter dois queimadores (Figura 2.14): um primário, com funcionamento semelhante ao de uma flauta convencional; e um secundário, que termina em orifícios secundários (auxiliares), dispostos em ambos os lados dos orifícios principais do queimador principal. Tanto o queimador primário como o secundário são providos de orifícios de

entrada independentes um do outro, através dos quais é injetada uma mistura ar-combustível (Nakaura et al. , 1993).



Figura 2.14 - Flauta de chama ancorada (queimadores primário e secundário).

De acordo com Shimazu et al. (2007), este método, denominado na literatura inglesa de método de *thick and thin fuel combustion*, permite a redução das emissões de NO_x, devido à condição com excesso de ar. No entanto, como o gás combustível tem uma velocidade de combustão lenta, pode ocorrer o *blowoff*, resultando assim numa combustão instável.

Assim, no queimador primário é injetada uma mistura pobre (com excesso de ar), numa proporção de cerca de 1,6 vezes a quantidade teórica de ar (Shimazu et al., 2007), sendo esta mais pobre do que o rácio estequiométrico de ar-combustível, enquanto que no queimador secundário é injetada uma mistura rica em combustível, sendo esta mais rica que o rácio estequiométrico de ar-combustível. Este processo, permite que o queimador mantenha o rácio da mistura ar-combustível constante, reduzindo assim as emissões de NO_x para valores entre 40 e 60 ppm, tendo em consideração que os queimadores convencionais apresentam valores de emissões de NO_x de cerca de 120 ppm (Nakaura et al., 1997). É também possível injetar a mistura rica no queimador primário e a mistura pobre no secundário para reduzir as emissões de óxidos de azoto.

São então criadas à saída da flauta dois tipos de chama: uma pobre proveniente do queimador principal, e outra rica proveniente do queimador secundário. Desta forma, consegue-se que a chama principal seja ancorada pelas chamas ricas, havendo, assim, uma melhoria da estabilização da chama. De igual modo, como a chama principal é mantida apenas onde existe uma mistura possível de queimar, torna-se, assim, possível proteger os elementos periféricos do

queimador contra o sobreaquecimento, e também possibilita a prevenção de depósitos de carbono, falhas na ignição e ruído no queimador, de modo a garantir segurança (Nakaura et al., 1997).

2.4.2.3. Flauta estagiada

A flauta estagiada recorre a um método de combustão de dois estágios, no qual o gás combustível é injetado num ambiente deficiente em oxigénio para produzir uma chama primária aquando da ignição desse gás. De seguida, é produzida uma chama secundária fornecendo ar secundário ao gás até então não queimado. O facto de o ambiente inicial ter falta de oxigénio pode resultar numa combustão instável e, provavelmente por esta razão, não se encontram ainda no mercado muitos equipamentos que empreguem este método (Shimazu et al., 2007).

Esta flauta é constituída por um corpo central, onde se encontra o pré-misturador, sendo este disposto entre duas paredes de descompressão (Figura 2.15). No pré-misturador, a mistura do ar com o gás combustível é bastante homogeneizada, sendo de seguida descarregada para todas as áreas da flauta. Este facto permite produzir as chamas primária e secundária de modo equilibrado e também que as estas se espalhem uniformemente por toda a área de combustão. Contudo, este feito é difícil de ser conseguido. Por exemplo, a chama primária pode ser parcialmente extinta, resultando numa chama secundária excessiva a jusante, ou todo o combustível pode queimar numa zona indeterminada para conseguir o arrasto de ar, resultando na extinção da chama secundária a jusante.

Entre o corpo central e a parede existe uma abertura lateral para os orifícios auxiliares, sendo que o primeiro também contém orifícios a partir dos quais escoo o gás combustível, podendo este fluir também para a abertura lateral. O gás combustível é expelido pelos orifícios laterais mais lentamente que pelos centrais, sendo que o ar é assim escoado na vizinhança dos orifícios laterais. Desta forma, pode-se distinguir facilmente as zonas onde ocorrem as chamas primárias e auxiliares. Uma vez que as chamas auxiliares se tornam estáveis recorrendo a este processo, as chamas primárias serão também mais estáveis.

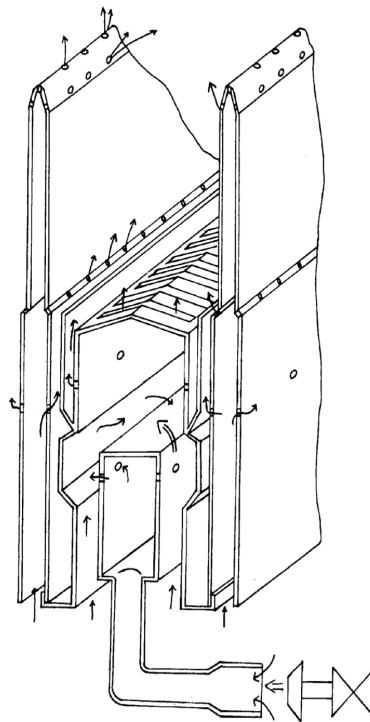


Figura 2.15 - Esquema de uma flauta estagiada (adaptado de Shimazu et al. (2007)).

O ar é fornecido por baixo da chama primária, de modo a formar a chama secundária num estágio inicial e conseguir uma combustão completa do gás combustível adjacente à chama primária. Este facto permite a existência de um espaço de combustão compacto, encurtando assim o comprimento das duas chamas.

De acordo com Shimazu et al. (2007), é preferível manter um certo espaçamento entre os orifícios e o bordo da flauta. Este espaço torna-se numa zona de mistura do combustível com o ar, sendo que deve ter o comprimento total dos orifícios de modo a promover a homogeneização da pressão. É também preferível que os orifícios sejam dispostos transversalmente à direção do escoamento, de modo que o gás combustível colida com o ar, promovendo assim a mistura do gás combustível com o ar.

O método de combustão de dois estágios permite a obtenção de menores quantidades de emissões de NO_x . Além disso, pode ser usado para gases combustíveis com qualquer velocidade de combustão, podendo assim funcionar com todos os tipos de gases (Shimazu et al., 2007).

2.4.2.4. Flauta com estabilização aerodinâmica de chama

Este tipo de flauta, no qual se baseia o presente trabalho, apresenta uma geometria bastante diferente comparativamente às descritas anteriormente (Figura 2.16). Assim, neste caso, verifica-se que o tubo venturi tem o seu eixo disposto em ângulos rectos até ao corpo distribuidor, como representado na Figura 2.17, e cujo comprimento corresponde a cerca de 4 – 5 vezes o diâmetro deste (Bienzle & Rotert, 2001). Além disso, deixa de existir um corpo distribuidor da mistura com geometrias em U, sendo que tanto este como o venturi são ambos paralelos à direção do escoamento (Fogliani, 1995). O corpo distribuidor consiste numa região de contração no centro deste e duas condutas laterais a esta contração (Figura 2.17). Na região imediata ao corpo distribuidor verifica-se a presença de depressões de modo a produzir uma garganta, sendo que estas consistem numa região estreita de largura igual em todo o seu comprimento.



Figura 2.16 - Flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

Um dos objetivos da flauta em questão é ser capaz de exercer a mesma função que as demais, tendo como requisito um espaço reduzido, garantindo ao mesmo tempo uma excelente uniformidade do escoamento da mistura ar-combustível. Este objetivo pode ser alcançado, garantindo que a largura do corpo distribuidor varie inversamente com a velocidade local da mistura ar-combustível, daí a existência das contrações acima referidas.

Uma outra grande diferença é a presença de estabilizadores aerodinâmicos de chama à saída da flauta, os quais permitem aumentar e melhorar a transferência de calor e a formação de vórtices que permitem a estabilidade da chama e melhoram o processo de mistura do combustível com o ar. Uma explicação mais profunda deste processo é descrita no subcapítulo 2.3.

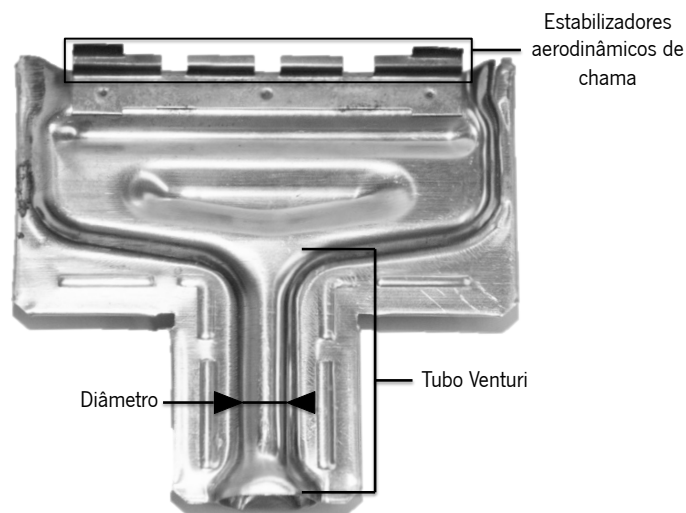


Figura 2.17 - Flauta com estabilização aerodinâmica de chama com legendas.

Como previamente discutido, uma das preocupações mais importantes acerca da combustão em queimadores a gás é a redução das emissões de NO_x e CO, as quais ocorrem devido às pequenas quantidades de ar que se misturam com o gás combustível. Além disso, nos tipos de sistema como os de uma flauta, a sua cabeça tende a sobreaquecer, principalmente à medida que a pressão da mistura vai diminuindo para valores mínimos, ocorrendo assim emissões muito elevadas de NO_x e CO. Outro inconveniente é que as flautas nem sempre proporcionam uma boa combustão da mistura ar-combustível, ocorrendo, como consequência, uma diminuição da eficiência de queima e um aumento de agentes poluentes da combustão.

Para ultrapassar os inconvenientes acima referidos, foi criada a flauta em questão, projetada para proporcionar uma combustão com baixa geração de NO_x e CO e para aumentar grandemente a quantidade de ar que é misturada com o combustível, de modo a reduzir a geração de materiais poluentes provenientes da combustão. Um outro objetivo muito importante deste tipo de flauta é evitar que a chama se afaste da cabeça desta, proporcionando, para isso, uma performance otimizada da combustão sob quaisquer condições.

Como já foi discutido, o combustível é injetado para o venturi, que se estende numa forma retilínea e se divide posteriormente em dois braços. O venturi deverá permitir o fornecimento de uma elevada quantidade de ar para ser misturado com o gás combustível, sendo que fornece uma quantidade de ar primário de cerca de 120% do ar estequiometricamente necessário à combustão. Com esta construção, é fornecida à mistura uma grande quantidade de ar, reduzindo eficazmente as taxas de NO_x e CO geradas pela combustão. Este elevado fornecimento de ar permite também

a prevenção do sobreaquecimento da cabeça da flauta, mesmo que seja usada em sistemas sob condições de operação de baixas pressões (Ferroli, 1993).

2.5. Jatos turbulentos

Os jatos turbulentos consistem em escoamentos de fluidos com números de Reynolds elevados, produzidos por uma queda de pressão através de um orifício. O jato e o meio por onde se propaga podem ser compressíveis ou incompressíveis (ar ou água), e o meio tanto pode estar estagnado como em movimento. Além das diferenças de velocidade entre o jato e o corpo receptor (meio por onde se propaga o jato), podem também existir diferenças entre a temperatura, densidade e concentração de poluentes (Rodko, 1997).

O jato é sustido à saída do orifício e à medida que este é descarregado para um ambiente quiescente, este vai eventualmente arrastar o fluido receptor e espalhar-se na direção a jusante até que a quantidade de movimento inicial se espalhe até ao ponto onde a ação da viscosidade dissipa energia e conduz à extinção do jato.

Na Figura 2.18, a região convoluta representa a camada de corte entre a escoamento do jato com elevada vorticidade e o fluido circundante quase em repouso. À medida que o ar do fluido ambiente é arrastado, o fluxo de massa do jato aumenta com a posição axial x . Contudo, o fluxo da quantidade de movimento mantém-se constante (Ball et al., 2012). Na direção radial, podem também ser distinguidas três camadas concêntricas, como mostrado na Figura 2.18. Estas são a região da linha central, a camada de corte e a camada exterior. Na região da linha central, encontra-se a velocidade média máxima do escoamento, onde a turbulência evolui com a posição axial até que atinja o equilíbrio e as características do campo distante. Na camada de corte, o gradiente da velocidade radial provoca a formação, evolução e emparelhamento de núcleos de vórtices.

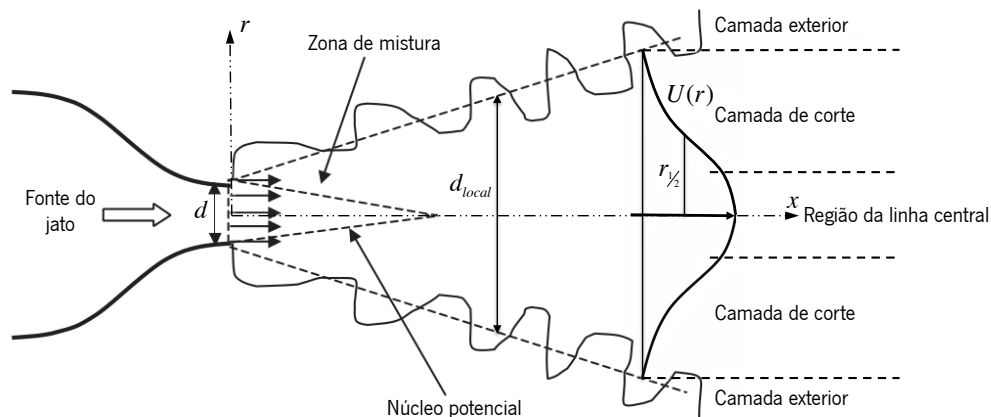


Figura 2.18 - Esquema de um jato livre expelido por um orifício com contração suave (adaptado de Ball et al. (2012)).

No escoamento do jato, sendo este um movimento turbulento livre, surge uma região instável, na qual se formam estruturas em vórtice turbulentas, criando assim camadas de mistura que provocam uma melhor troca de produtos, energia e quantidade de movimento. A Figura 2.19 ilustra a formação destes vórtices na superfície do jato.

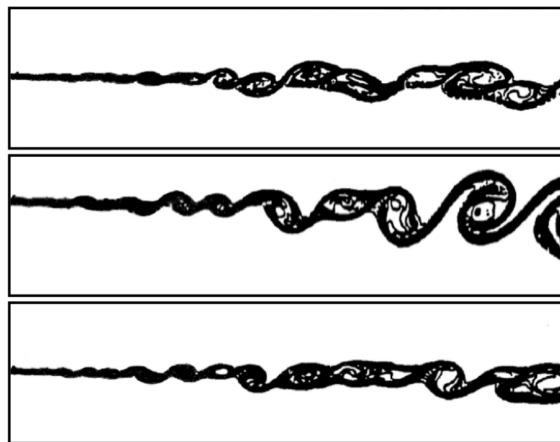


Figura 2.19 - Vórtices de um jato turbulento (reproduzido de Rodko (1997)).

Brown & Roshko (1974) e Winant & Brownand (1974), citados em Rodko (1997), demonstraram que a mistura turbulenta ocorre primeiramente através do processo de absorção dos vórtices de maior escala ao invés de por difusão molecular. Devido à turbulência, o jato torna-se parcialmente misturado com o fluido circundante. O fluido dentro do jato é sujeito tanto a difusão lateral como a desaceleração, enquanto que o fluido da área circundante é acelerado e arrastado para o corpo do jato. As partículas do fluido ambiente são arrastadas pelo jato, de modo que a massa do escoamento aumenta na direção a jusante. De seguida o jato espalha-se e a sua

velocidade diminui, apesar da quantidade de movimento se manter constante. A análise das variações das propriedades, tais como a velocidade e a temperatura, é ainda muito empírica devido à complexidade matemática envolvida.

A ter também em atenção é o efeito das condições iniciais no desenvolvimento do escoamento, sendo este importante para estabelecer o quão rapidamente o escoamento se liberta das condições de origem deste, sendo que o impacto destas no desenvolvimento do jato a jusante é significativo mesmo no campo distante. De facto, Uddin & Pollard (2007), citado em Ball et al. (2012), demonstraram que as condições iniciais do jato são importantes na determinação da localização da origem virtual – a expansão axial da largura efetiva do jato depende da forma do perfil de velocidade inicial do jato. No que respeita a jatos com condições de entrada estáveis, conclui-se que as condições de entrada do jato (perfis da saída do orifício) influenciam os escoamentos nos campos próximo e distante. A influência das condições iniciais é atribuída à estrutura dos movimentos turbulentos subjacentes que é transportada desde a entrada do jato até ao resto do campo de escoamento.

Na Figura 2.20 é demonstrada a secção longitudinal do escoamento. A região A consiste na região de mistura anular do escoamento. Na região B a totalidade do jato é uma região de mistura e a velocidade central U diminui com o aumento de x . Os perfis de velocidade e o gradiente x de U finalmente atingem um estado assintótico à medida que o fluido entra na região C. Em C, a velocidade central é inversamente proporcional à distância a qualquer ponto perto do bocal do jato e todos os perfis são semelhantes.

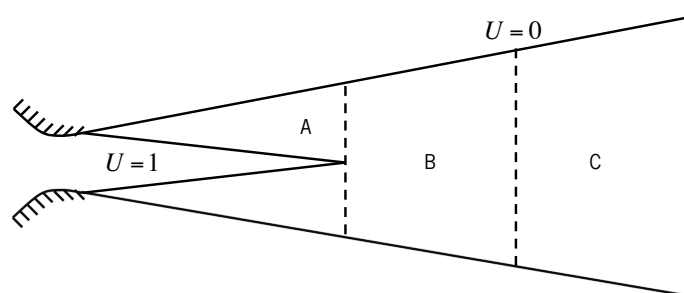


Figura 2.20 - Secção esquemática do escoamento a partir de um orifício circular (reproduzido de Ball et al. (2012)). Não existe qualquer escala associada a esta figura; a região completamente desenvolvida não se encontra antes de $x/d \geq 70$.

A sequência básica de um jato axissimétrico demonstra ser a seguinte: na vizinhança imediata do orifício, o escoamento a alta velocidade do jato provoca a produção de uma camada

de corte laminar. A camada de corte é instável e cresce muito rapidamente, formando vórtices em anel que transportam o fluido do jato turbulento para o fluido ambiente estagnado, e este para o jato, como demonstrado na Figura 2.21.

O movimento induzido no fluido por cada vórtice afeta outros vórtices de tal forma que os vórtices adjacentes se emparelham (Figura 2.22).

Seguindo a sequência de eventos, o escoamento torna-se, então, turbulento e o jato começa a espalhar-se para o exterior por arrastar o fluido ambiente. A uma distância de 40 diâmetros do orifício, o jato torna-se totalmente turbulento.

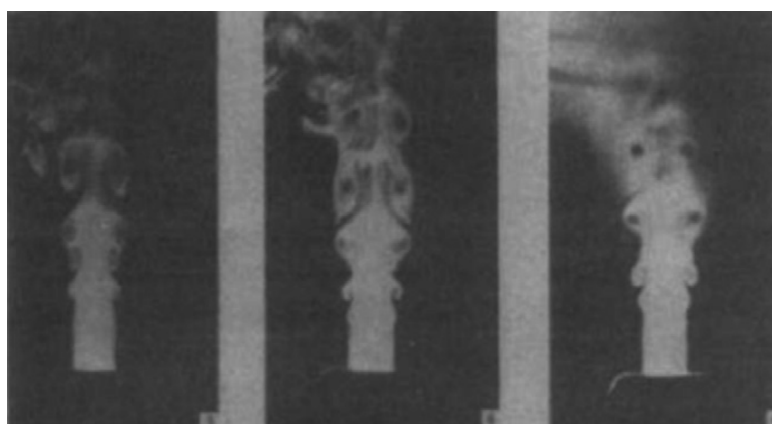


Figura 2.21 - Ilustração da produção e fusão de um vórtice em anel num jato turbulento (reproduzido de Ball et al. (2012)).

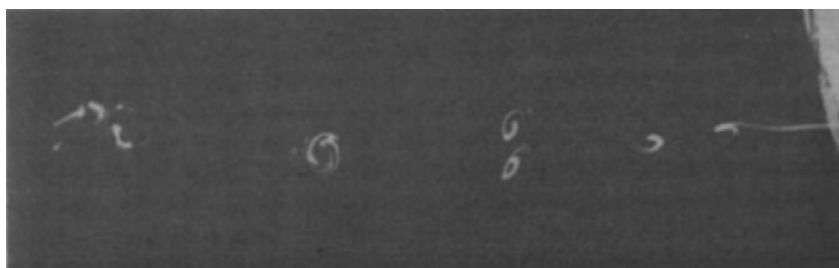


Figura 2.22 - Emparelhamento de vórtices numa camada de corte de um jato turbulento (reproduzido de Ball et al. (2012)).

2.5.1. Zonas do jato

Num jato circular axissimétrico podem, então, ser definidas três zonas axiais diferentes (Figura 2.23): de campo próximo ou zona de estabelecimento do escoamento (ZFE), de campo intermédio (zona de transição) e de campo distante ou zona de escoamento estabelecido (ZFE).

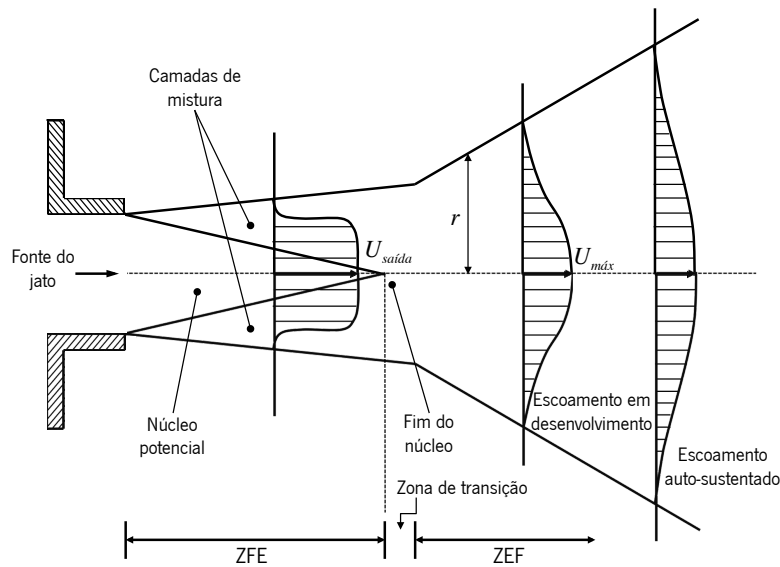


Figura 2.23 - Zonas de um jato turbulento (adaptado de Rodko (1997)).

2.5.1.1. Zona de campo próximo

A região de campo próximo começa imediatamente à saída do jato e apresenta características de um escoamento laminar. A descontinuidade à saída provoca a geração de vórtices nesta região, a qual resulta no processo de mistura lateral que evolui tanto para o interior como para o exterior com a distância à saída do orifício. A região de campo próximo é uma zona de estabelecimento do escoamento, em que as características do escoamento vão de encontro às da zona circundante da mistura e causam o desenvolvimento de turbulência, e situa-se normalmente entre $0 \leq x/d \leq 7$ (Ball et al., 2012).

Segundo Rodko (1997), dentro desta zona do escoamento existe um núcleo de velocidade constante. A Figura 2.23 demonstra esta região triangular à saída do jato onde a velocidade permanece igual à velocidade de descarga. A mistura lateral produz uma ação e reação equilibradas, pelo que o fluido no jato é gradualmente desacelerado à medida que o fluido do meio ambiente é gradualmente acelerado ou arrastado. Como resultado, o núcleo de velocidade constante vai diminuir na direção radial, à medida que a taxa de escoamento e a largura do jato aumentam em magnitude com o aumento da distância axial ao orifício. O núcleo é rodeado por uma região de mistura, a qual aumenta em tamanho com a diminuição do tamanho do núcleo. As distâncias à saída do jato às quais o núcleo cessa apresentar valores entre os 4 e 7 diâmetros de

orifício. O limite desta zona inicial de estabelecimento do escoamento é atingido quando a região de mistura intersecta a linha central do jato.

De acordo com Ball et al. (2012), os modos iniciais de instabilidade, criados pelo jato na sua origem, produzem as estruturas do escoamento na camada de corte (ou zona de mistura). De seguida, os vórtices resultantes irão enrolar-se e depois emparelhar-se, como demonstrado na Figura 2.24. A intensidade do emparelhamento dos vórtices depende das condições iniciais, sendo muito mais fraca ou inexistente em jatos em tubos, por exemplo.

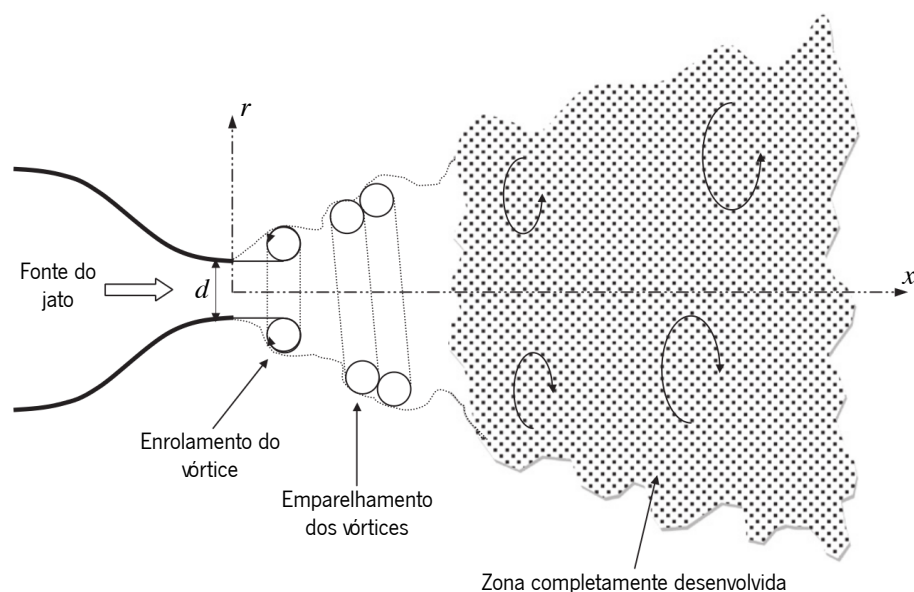


Figura 2.24 - Características do escoamento de um jato circular livre (adaptado de Ball et al. (2012)).

Uma das características mais interessantes do campo próximo é a redistribuição de intensidade de turbulência através do jato à medida que o escoamento evolui para jusante. Estas intensidades de turbulência aumentam devido aos movimentos coerentes em larga escala que surgem na camada de corte. Como resultado, a sua influência nas intensidades da linha central aumentam à medida que progridem através do núcleo de velocidade constante e, eventualmente, coalescem.

2.5.1.2. Zona de transição

Segundo Rodko (1997), alguns autores reconhecem que existe uma pequena zona de transição entre as regiões de campo próximo e distante (entre $7 \leq x/d \leq 70$, de acordo com

Ball et al. (2012)), na qual as estruturas turbulentas altamente anisotrópicas, formadas a uma distância próxima do orifício, evoluem e interagem, sendo este facto dependente do número de Reynolds. Dentro desta região, a qual começa no momento em que o núcleo de velocidade constante cessa, o jato é inteiramente uma região de mistura e a velocidade axial diminui com o aumento da distância axial. A zona de escoamento estabelecido inicia-se quando os perfis de velocidade atingem um estado de auto-similaridade (estado em que os componentes da turbulência do escoamento estão todos em equilíbrio), em que a condição inicial de saída do jato não tem efeito residual no escoamento do jato. Nesta região, a velocidade axial é inversamente proporcional à distância a algum ponto perto da saída do jato.

A organização em grande escala na região de transição do jato é devida à instabilidade inicial da camada de corte laminar perto do orifício. De acordo com Yule (1978), citado em Ball et al. (2012), as estruturas que se formam na camada de corte do orifício evoluem para jusante e depois formam entidades coerentes de fluido periódicas e em circunferência na camada de corte.

2.5.1.3. Zona de campo distante

Quanto à região de campo distante, a uma distância suficientemente a jusante da saída do jato, depois de a mistura atingir o centro do jato, não existe qualquer efeito residual das condições iniciais (Rodko, 1997). Neste ponto, localizado a aproximadamente $x/d \geq 70$ (Ball et al., 2012), a região encontra-se totalmente desenvolvida e diz-se que o jato atingiu um ponto de auto-similaridade, começando a zona de escoamento estabelecido, onde as aproximações da camada de corte, em que os gradientes axiais são assumidos como sendo muitos menores que os gradientes radiais, se mantêm. Os padrões do escoamento são definidos como auto-similares quando é possível reduzir todas as velocidades por uma escala de velocidades não-dimensional, e todas as dimensões por uma escala de comprimento não-dimensional, de modo que os padrões do escoamento expressos em quantidades reduzidas sejam idênticos.

2.5.2. Arrasto do fluido ambiente

Uma apreciação mais completa sobre a interação de jatos com o ambiente deriva da compreensão do fenómeno de arrasto (*entrainment* – na literatura inglesa). É um efeito de

primeira grandeza para escoamentos livres de corte e também um parâmetro crucial em muitas aplicações, em que se pretende um processo de combustão melhorado. O processo de mistura aqui considerado situa-se entre o material da origem do jato e o material arrastado do meio onde o jato é injetado. A distribuição de vorticidade no jato é, também, um processo chave para o arrasto, estando ambos relacionados com a distribuição de escalas de comprimento no escoamento (Ball et al., 2012).

Quando um fluido emerge a partir de um orifício, este vai interagir com o fluido circundante. Este fenómeno é designado de jato livre e é comum em sistemas de combustão como, por exemplo, gás combustível a sair de um orifício de um queimador (Baukal Jr, 2003). A Figura 2.25(a) representa um gás a sair de um orifício. As faixas brancas da figura são partículas pequenas que foram libertadas na proximidade do jato. A figura mostra claramente que as partículas são arrastadas na direção do caminho do escoamento do jato livre. Este facto deve-se à criação de uma região de baixa pressão a jusante da saída do orifício. Esta redução de pressão resulta da aceleração do fluido da vizinhança do jato, sendo que esta surge à medida que a camada de corte à saída deste se espalha devido à difusão lateral e à desaceleração (Rodko, 1997). Esta região de baixa pressão provoca o arrasto do gás do meio ambiente para o interior do jato (Figura 2.26). À medida que o gás circundante é arrastado, a turbulência provoca a mistura do jato livre com o gás circundante, como demonstrado na Figura 2.25(b), e consoante o jato livre captura o gás circundante, o diâmetro deste aumenta (Baukal Jr, 2003). Considera-se, também, que o arrasto é proporcional ao máximo da velocidade local média do jato, e que se trata, portanto, do arrasto do fluido circundante (ambiente), o qual mantém a taxa de escoamento da quantidade de movimento mas provoca o aumento da taxa de escoamento de massa do jato com a distância à origem deste.

Hill (1972), citado em Ball et al. (2012), demonstrou experimentalmente que a taxa de arrasto local, a qual é independente do número de Reynolds do orifício para valores de $Re > 60000$, é fortemente dependente da distância axial. A uma distância axial de um diâmetro do orifício, a taxa de arrasto local é apenas um terço da de um jato completamente desenvolvido. A taxa de arrasto aumenta com o aumento da distância axial, até atingir o valor de completamente desenvolvido, a uma distância axial de cerca de treze vezes o diâmetro do orifício.

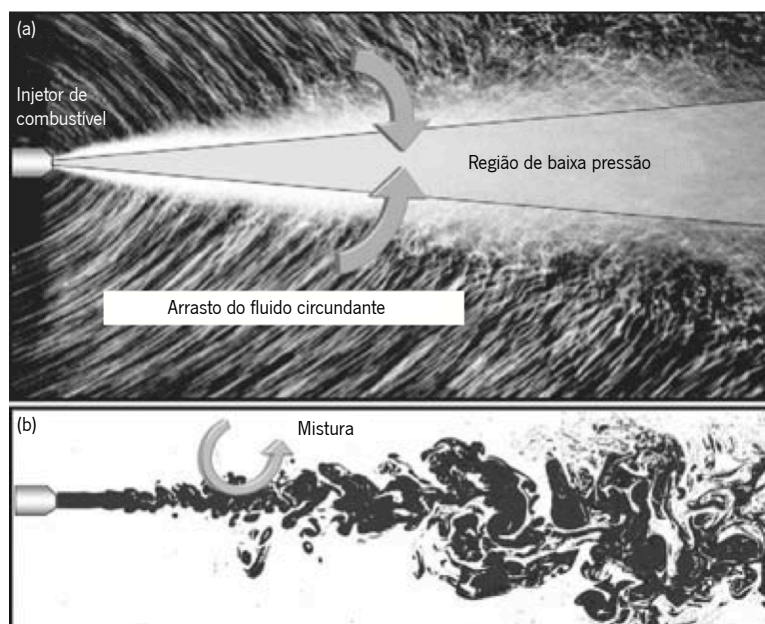


Figura 2.25 - Mistura e arrasto de um jato livre (adaptado de Baukal (2003)).

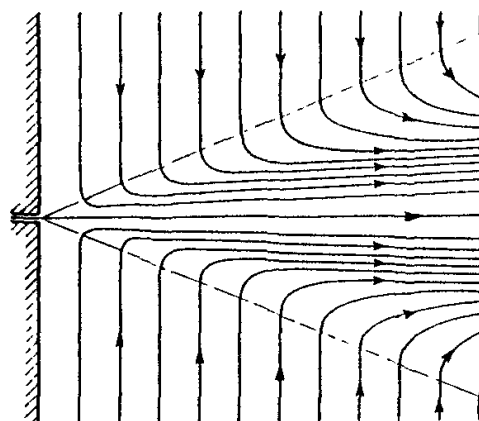


Figura 2.26 - Arrasto do fluido ambiente (reproduzido de Rodko (1997)).

Segundo Baukal Jr (2003), a taxa à qual o jato livre arrasta e se mistura com o fluido circundante é um parâmetro crítico no projeto de queimadores. Por exemplo, por vezes um queimador é projetado para misturar uma grande quantidade de gás com o combustível antes da combustão, de modo a reduzir a temperatura da chama e as emissões de NO_x . Contudo, quando se projeta um queimador para gases de difícil combustão convém poder atrasar o processo de mistura para que a chama seja estável.

A taxa de mistura do combustível com o fluido ambiente pode ser controlada, projetando o orifício do combustível de modo a utilizar uma determinada quantidade de pressão. Considerando o exemplo de Baukal Jr (2003), em que se tem dois orifícios por onde passa a mesma taxa de

escoamento de massa de combustível (mesma libertação de calor), mas com diâmetros diferentes (um com 1,588 mm e o outro com 6,350 mm), notoriamente, o orifício de diâmetro mais pequeno deve operar a uma pressão mais elevada do que o orifício maior, de modo a descarregar a mesma quantidade de combustível. Portanto, o orifício de diâmetro mais pequeno terá uma maior quantidade de ar circundante a ser misturada com o combustível, uma vez que este sai do orifício com maior energia. Devido à necessidade de maior trabalho para comprimir o combustível até uma elevada pressão no orifício menor do que no maior, é expectável um maior trabalho do combustível à medida que é expelido do orifício, sendo que esta energia adicional resulta num melhor processo de mistura.

A quantidade de gás circundante arrastada por um jato turbulento pode ser estimada a partir da seguinte equação (Beér & Chigier (1983), citado em Baukal Jr (2003)):

$$\frac{\dot{m}_{\infty}}{\dot{m}_{comb.}} = 0,32 \left(\frac{\rho_{\infty}}{\rho_{comb.}} \right)^{1/2} \left(\frac{x}{d} \right) \quad 2.1$$

onde \dot{m}_{∞} é o caudal mássico do gás circundante, $\dot{m}_{comb.}$ é o caudal mássico do combustível, ρ_{∞} e $\rho_{comb.}$ são as massas volúmicas dos respetivos fluidos, x é a distância a jusante à saída do orifício, e d é o diâmetro do orifício. Esta equação só é válida para $x/d > 18$. Este modelo de Beér & Chigier (1983) é mais tarde utilizado no subcapítulo 6.1.2, para a determinação da quantidade de ar arrastado por um jato livre.

2.5.2.1. Emissão de um jato para um tubo

Se for colocado um tubo a jusante do jato livre, como ilustrado na Figura 2.27, irá ser criada uma zona de baixa pressão no interior deste, provocando o arrasto do fluido ambiente através da sua entrada. Este sistema consiste em duas partes: o orifício primário e o tubo, geralmente referido como misturador ou tubo venturi (referido no subcapítulo 2.4.1.1). Cada uma das secções do tubo venturi desempenha uma função relevante na performance do arrasto deste sistema (Baukal Jr, 2003).

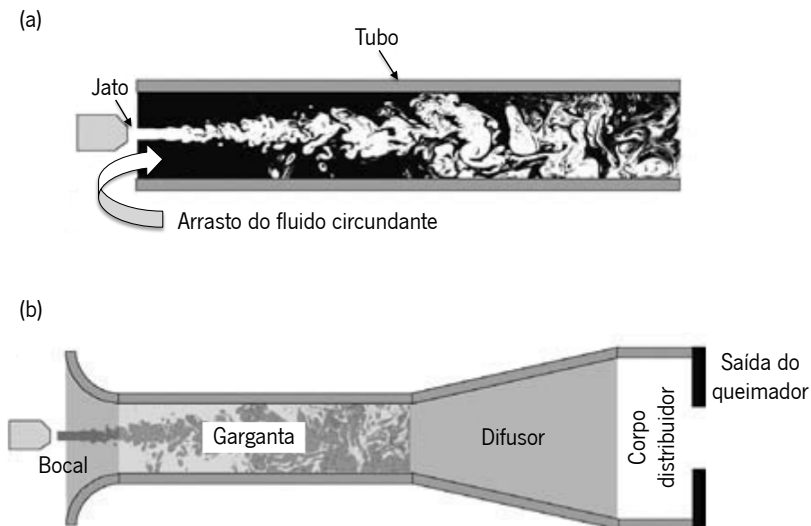


Figura 2.27 - Sistema de jato confinado: (a) versão simples, e (b) versão mais complexa (adaptado de Baukal Jr (2003)).

Como referido anteriormente, o bocal apresenta tipicamente uma forma circular em sino. O propósito da entrada em sino é reduzir as perdas de pressão consoante a entrada do fluido secundário para o sistema. Reduzindo as perdas de pressão, a performance do arrasto pode ser melhorada, sendo este fenómeno crítico, especialmente em queimadores de pré-mistura.

De acordo com Baukal Jr (2003), o desenho da garganta constitui também um aspecto crítico para a performance do arrasto, sendo o diâmetro da garganta e o rácio do comprimento com o diâmetro (L/d) de especial importância. Os sistemas de descarga podem ser projetados com um diâmetro da garganta específico que irá permitir uma performance máxima de arrasto. O diâmetro da garganta que permite esta performance máxima depende da quantidade de movimento do gás em circulação e das perdas totais de quantidade de movimento consoante o gás escoar através do sistema. Quanto ao rácio do comprimento com o diâmetro (L/d), este apresenta um valor ótimo que permite a performance máxima de arrasto. Se L/d for demasiado elevado, será consumida uma quantidade de movimento adicional pelas perdas por atrito à medida que o fluido escoar pelas paredes da garganta. Na situação inversa, se L/d for demasiado baixo, o jato de gás em movimento não irá interagir com a parede da garganta do venturi, resultando, assim, numa redução da performance do arrasto. Os valores de L/d que permitem uma performance otimizada situam-se, tipicamente, entre 5 e 7.

O difusor tem uma forma cónica e proporciona uma transição entre a garganta do venturi e o corpo distribuidor. Tipicamente, os difusores são projetados com ângulos de transição pequenos

para permitir um escoamento regular, do modo a reduzir as perdas de pressão consoante o fluido escoar da garganta para a secção a jusante.

Em jeito de conclusão, pode-se constatar que, a uma pressão constante do gás primário, o aumento do diâmetro do orifício resulta numa diminuição da performance do arrasto. E também que, a uma taxa constante do escoamento do gás primário, se se aumentar a pressão do gás primário, aumenta, igualmente, a performance do arrasto (Baukal Jr, 2003).

Capítulo 3

MODELO MATEMÁTICO

O processo de combustão num queimador de pré-mistura deve ser realizado tendo em consideração a capacidade deste de arrastar a quantidade de ar ambiente necessária a uma combustão completa. Dito isto, este fenómeno depende não só da velocidade do jato de combustível como também da geometria do queimador.

Assim, recorrendo a modelos matemáticos, o presente capítulo apresenta dois modelos, modelo invíscido e modelo unidimensional, a partir dos quais se pode determinar a quantidade de ar ambiente arrastado por um jato. Desta forma, depois de definir os dados de entrada necessários à resolução dos modelos matemáticos, o primeiro destes permite calcular o arrasto de ar por um jato livre de acordo com duas abordagens diferentes: uma da autoria de Schlichting (1979), outra recorrendo à integração dos trapézios. O segundo modelo aqui apresentando permite o cálculo de ar arrastado para o interior de uma flauta, anteriormente referida, recorrendo às equações da conservação de energia e da quantidade de movimento, considerando, neste último, a existência de perdas de pressão ao longo do escoamento no interior da flauta.

3.1. Modelo invíscido

Como referido anteriormente o modelo invíscido permite a determinação da quantidade de ar arrastado por um jato livre. Para tal são utilizadas no presente trabalho as duas abordagens acima referidas, sendo que cada uma delas apresenta particularidades diferentes em relação às demais.

3.1.1. Modelo de Schlichting

Um dos modelos matemáticos acima referidos é o que se segue, o qual se baseia na teoria de Schlichting (1979) acerca de jatos livres circulares turbulentos, sendo que o orifício do injetor tem uma secção circular. Esta teoria explica que o jato arrasta uma determinada quantidade de ar ambiente, havendo assim um aumento do caudal em zonas mais a jusante do jato.

Assim, de acordo com este modelo, a quantidade de movimento linear do jato é dada por:

$$J = \dot{m}_{inj} U_{inj} \quad 3.1$$

De seguida, com o valor obtido para a quantidade de movimento linear, procede-se ao cálculo da quantidade de movimento cinemática, como se segue:

$$K = \frac{J}{\rho_{combustível}} \quad 3.2$$

Com o valor obtido de K , prossegue-se com o cálculo da viscosidade cinemática virtual:

$$\varepsilon_0 = 0,0161\sqrt{K} \quad 3.3$$

Assim, para o posterior cálculo das velocidades no eixo xx (U_x) e no eixo yy (U_y), existe a necessidade da determinação da relação entre o comprimento e a largura do jato, a qual pode ser feita como se segue:

$$\eta = \frac{1}{4} \sqrt{\left(\frac{3}{\pi}\right)} \frac{\sqrt{K}}{\varepsilon_0} \frac{y}{x} \quad 3.4$$

Assim, as velocidades U_x e U_y podem agora ser determinadas como se segue:

$$U_x = \frac{3}{8\pi} \frac{K}{\varepsilon_0 x} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{4}\eta^2\right)^2} \quad 3.5$$

$$U_y = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{x} \frac{\eta - \frac{1}{4}\eta^3}{\left(1 + \frac{1}{4}\eta^2\right)^2} \quad 3.6$$

Schlichting (1979) indica que o caudal volumétrico de ar arrastado por um jato livre, a uma determinada distância x ao orifício, é dado por:

$$\dot{V}_{ar} = 0,404\sqrt{Kx} \quad 3.7$$

3.1.2. Integração das velocidades

O cálculo do caudal volumétrico pode também ser determinado recorrendo a uma outra abordagem, a qual se baseia no método da integração das velocidades axiais (em xx). Uma das metodologias de integração é designada de regra dos trapézios, a qual consiste, basicamente, em aproximar o valor de uma função contínua $f(x)$, num determinado intervalo $[a, b]$, a uma função de primeira ordem, ou seja, consiste em aproximar uma curva a uma recta, como demonstrado na Figura 3.1. Assim, pode-se aproximar a área sob a função $f(x)$ à área de um trapézio, a qual equivale à integração de $f(x)$. A largura h deste trapézio é dada por $(b - a)$ e a altura média por $[f(a) + f(b)]/2$.

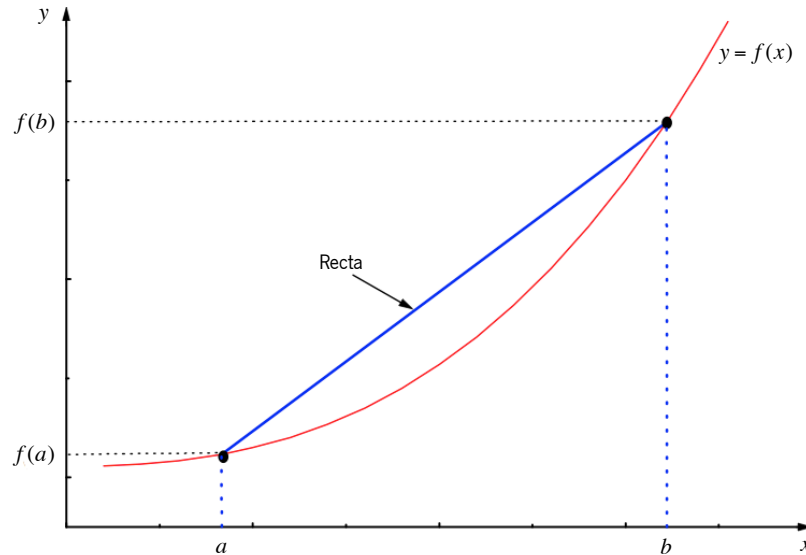


Figura 3.1 – Gráfico da aproximação de uma função a uma recta no intervalo $[a, b]$.

Desta forma, pode-se escrever a fórmula para o integral como se segue:

$$\int_a^b f(x)dx \approx \frac{f(a) + f(b)}{2} \times h \quad 3.8$$

Assim, aplicando esta regra para integrar as velocidades axiais do jato para uma dada distância x ao orifício, vem que:

$$\int_{y-i}^y U_x(y) dy = \frac{U_x(y-i) + U_x(y)}{2} \times \Delta y \quad 3.9$$

onde $U_x(y)$ representa a velocidade axial para uma determinada posição de x a uma altura y , e $U_x(y-i)$ representa a velocidade axial para a mesma posição de x mas para uma altura y precedente à outra com um intervalo i . Neste caso a largura do trapézio é dada por Δy , a qual se define como:

$$\Delta y = [y - (y - i)] \quad 3.10$$

Assim, para se obter o caudal volumétrico da mistura ar-combustível de um jato circular para uma determinada posição de x , multiplica-se a equação 3.9 pelo perímetro de uma circunferência com um raio igual ao valor da posição y , sendo que será obtido o caudal entre o intervalo $[(y - i), y]$:

$$\dot{V}_{[(y-i), y]} = \frac{U_x(y-i) + U_x(y)}{2} \times \Delta y \times 2\pi y \quad 3.11$$

A fim de se obter a caudal volumétrico total da mistura ar-combustível (\dot{V}_{total}), procede-se à soma dos caudais obtidos para toda a secção transversal do jato, para um determinada posição x . Sabendo este \dot{V}_{total} , pode-se determinar o caudal volumétrico de ar arrastado (\dot{V}_{ar}), subtraindo ao total o caudal volumétrico do combustível descarregado pelo orifício ($\dot{V}_{combustível}$), ou seja:

$$\dot{V}_{ar} = \dot{V}_{total} - \dot{V}_{combustível} \quad 3.12$$

3.2. Modelo unidimensional

As leis da mecânica baseiam-se num sistema definido como uma quantidade de massa de identidade fixa. Tudo o que for externo a esse sistema dá-se pelo nome de “vizinhança”, estando o sistema separado desta pelos seus limites. Assim, o objectivo das leis da mecânica é expor o que acontece aquando da interação de um sistema com a sua vizinhança (White, 2003).

Sendo a flauta de um esquentador um sistema, como acima referido, torna-se fundamental para o presente trabalho o estudo do comportamento da mistura ar-combustível que a atravessa. Dito isto, o capítulo que se segue visa a apresentação e discussão das equações que caracterizam o comportamento de uma mistura, seguindo como base o “teorema de transporte de Reynolds”, relacionando com a massa, quantidade de movimento linear e energia.

3.2.1. Relações de conservação de um volume de controlo

A lei da conservação da massa dita que a massa de um sistema é conservada e não se altera, sendo esta quantidade de massa denotada por m . Assim, pode-se escrever que:

$$m_{sist} = const \quad 3.13$$

ou

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad 3.14$$

No caso de a vizinhança exercer uma força (F) sobre o sistema, a segunda lei de Newton afirma que a massa do sistema irá começar a ganhar aceleração (a), conforme a seguinte equação:

$$F = ma = m \frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt}(mV) \quad 3.15$$

onde V representa a velocidade da qual o sistema é animado.

De relevar que, na mecânica de fluidos, a segunda lei de Newton é também denominada de conservação da quantidade de movimento linear, sendo esta uma lei vectorial que implica três equações escalares:

$$F_x = ma_x \quad \mathbf{3.16}$$

$$F_y = ma_y \quad \mathbf{3.17}$$

$$F_z = ma_z \quad \mathbf{3.18}$$

Quanto à energia total armazenada por um sistema, esta pode ser determinada conhecendo a energia armazenada nesse sistema e a energia de transição (Oliveira & Lopes, 2006). A energia armazenada relaciona-se diretamente com a massa do sistema, envolvendo, portanto, as energias interna, cinética e potencial. Ao passo que a energia de transição está relacionada com a troca de energia entre sistemas, incluindo-se nesta o calor e o trabalho. Assim para determinar a energia total armazenada por um sistema (E), num determinado intervalo de tempo, considera-se que uma quantidade de calor Q foi adicionada ao sistema e que este exerceu um trabalho W , sendo que a conservação da energia desse sistema pode ser determinada recorrendo à seguinte equação, conhecida como a “primeira lei da termodinâmica”:

$$E = Q - W \quad \mathbf{3.19}$$

Tal como a conservação de massa (equação 3.14), esta também se trata de uma relação escalar contendo apenas um componente (White, 2003).

Considerando que a energia varia por unidade de tempo, recorre-se à derivada material, DE/Dt (Oliveira & Lopes, 2006). Assim, para a mesma unidade de tempo, o calor e o trabalho designam-se por $\dot{Q} = dQ/dt$ e $\dot{W} = dW/dt$, respectivamente. Desta forma, recorrendo à equação 3.19, obtém-se a seguinte:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad \mathbf{3.20}$$

O “teorema de transporte de Reynolds” (White, 2003) afirma ainda que a taxa de variação de uma determinada propriedade do fluido B (por exemplo, energia ou quantidade de movimento) no sistema é igual à geração da propriedade B no sistema (primeira parcela do lado direito da

equação 3.21) mais o fluxo da propriedade através da fronteira do sistema (segunda parcela do lado direito da equação 3.21), por unidade de tempo, ou seja:

$$\frac{d}{dt}(B_{sist}) = \frac{d}{dt} \int_V \beta \rho dV + \int_A \beta \rho (V \cdot n) dA \quad 3.21$$

onde dV designa o volume elementar de massa volúmica ρ , n representa o vector unitário normal à área da fronteira do sistema e dA a área diferencial da superfície do sistema.

Aplicando o “teorema de transporte de Reynolds” à primeira lei da termodinâmica (equação 3.20), e assumindo que a propriedade B se trata da energia E , sendo a energia por unidade de massa $\beta = dE / dm = e$. Assim a equação 3.20 pode ser reescrita para um volume de controlo fixo, ou seja:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} = \frac{d}{dt} \left(\int_V e \rho dV \right) + \int_A e \rho (V \cdot n) dA \quad 3.22$$

3.2.1.1. Equação de Bernoulli

Intimamente relacionada com equação de energia de um escoamento estável existe uma relação entre pressões, velocidade e altura num escoamento sem atrito, a qual se designa, usualmente, por equação de Bernoulli. Além de ser uma equação vastamente utilizada, esta apresenta algumas restrições, sendo que se deve confinar o escoamento em regiões, considerando que o fluido é invíscido e, portanto, praticamente não apresenta atrito. Pressupõe ainda a irrotacionalidade do escoamento e que o fluido é incompressível (White, 2003).

Considerando o volume de controlo existente entre as secções (1) e (2) de um tubo (Figura 3.2) por onde escoar um fluido incompressível em regime permanente e unidimensional, com caudal mássico $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$, e que a energia por unidade de massa e é igual à soma da entalpia com as propriedades cinemáticas $V^2 / 2$ e gz , onde g representa a aceleração gravítica ($\approx 9,807 \text{ m/s}^2$) e z a altura vertical a que se encontra a secção, então:

$$e = h + \frac{V^2}{2} + gz \quad 3.23$$

Assim a equação 3.22 pode ser reescrita, após alguma manipulação, como se segue:

$$\dot{Q} - \dot{W} = \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 \right) \dot{m} - \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 \right) \dot{m} \quad 3.24$$

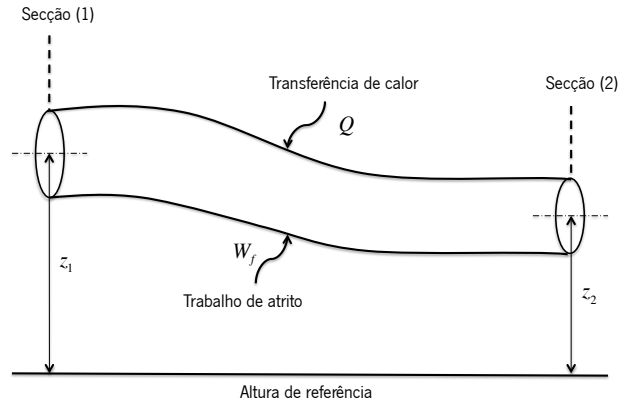


Figura 3.2 – Seções de um tubo.

Atendendo à definição de entalpia, em que $h = E + \frac{p}{\rho}$, sendo que E representa a energia interna específica (no sentido da termodinâmica) e p a pressão estática do escoamento, então obtém-se a seguinte equação:

$$E_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = E_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 - q + w \quad 3.25$$

em que se fez:

$$q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \quad ; \quad w = \frac{\dot{W}}{\dot{m}} \quad 3.26$$

Ordenando a equação, esta apresenta-se da seguinte forma:

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 + w + E_2 - E_1 - q \quad 3.27$$

Considerando agora a inexistência de trocas de calor ($q=0$), que o fluido é invíscido ($w=0$) e incompressível ($\rho = cte$) e que o regime é estacionário, então:

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 \quad 3.28$$

Considerando o trabalho de atrito w_f e que a perda de carga entre as secções (1) e (2) é definida por $\Delta H_{12} = w_f / g$, então a equação de Bernoulli generalizada pode ser escrita como se segue:

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 + \Delta H_{12} \quad 3.29$$

Desta feita, a equação de Bernoulli (3.29) permite estabelecer a relação entre pressões, velocidades e alturas, desprezando qualquer outra forma de energia, desde que se trate de um escoamento irrotacional e de um fluido incompressível (Oliveira & Lopes, 2006).

3.2.2. Aplicação ao caso de estudo

Sendo um dos objectivos do presente trabalho caracterizar uma flauta quanto à quantidade de ar que é arrastado para o interior desta aquando da injeção do combustível, torna-se necessária a utilização dos conceitos acima referidos da conservação de energia e da quantidade de movimento. Para esta análise considerou-se uma flauta convencional e uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama, sendo que para se aplicar os conceitos anteriormente referidos existe, então, a necessidade de definir as secções cuja geometria poderia influenciar em maior escala o escoamento da mistura ar-combustível. As Figura 3.3 e Figura 3.4 demonstram as secções consideradas, sendo que a análise começa imediatamente à saída do bico injetor de combustível (inj), passando pela secção de entrada do tubo venturi (1) e pela saída deste (2), terminando no plano dos orifícios (3), através dos quais é expelida a mistura. Estas secções são comuns a ambas as flautas, sendo que a única alteração a considerar para efeito de cálculo é facto de existir duas perdas de carga adicionais na flauta com estabilização aerodinâmica de chama, devidas às perdas inerentes aos cotovelos de cada braço presentes entre as secções (2) e (3).

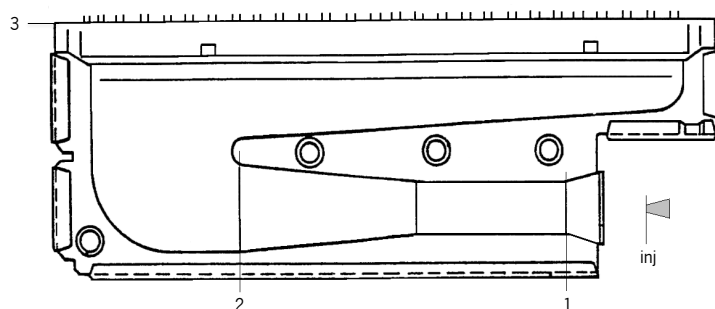


Figura 3.3 – Secções consideradas para o caso em estudo da flauta convencional (adaptado de Seebauer (1981)).

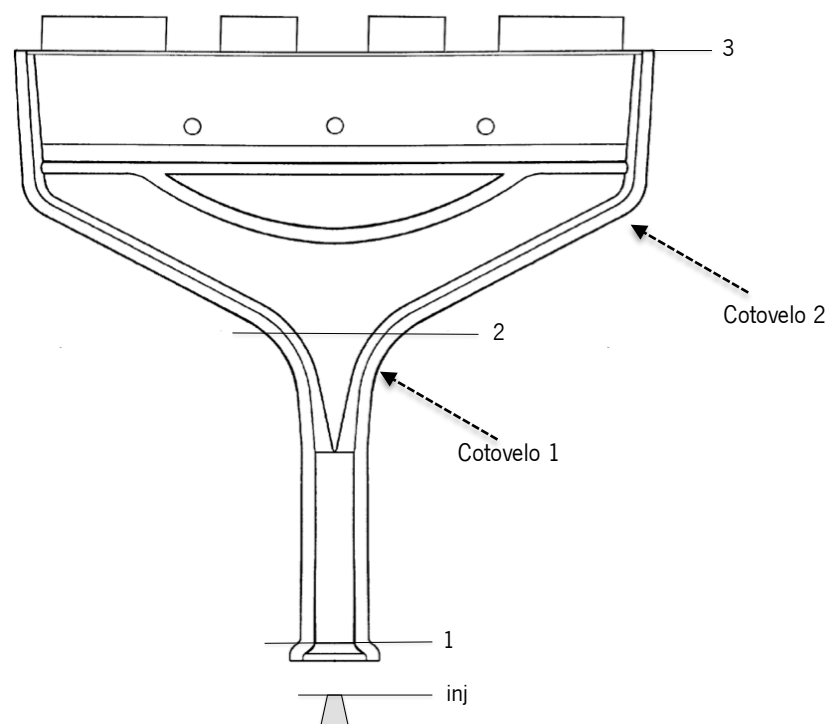


Figura 3.4 – Secções consideradas para o caso em estudo da flauta com estabilização aerodinâmica de chama (adaptado de Ferroli (1993)).

Assim, para caracterizar o volume de controlo situado entre as secções (inj) e (1), aplica-se, então, a equação da conservação da quantidade de movimento (equação 3.15), como se segue:

$$(p_1 - p_0)A_1 = \dot{m}_{comb}V_{inj} - \dot{m}_{mistura}\beta V_1 \quad 3.30$$

onde β representa um factor de correção da quantidade de movimento, cuja definição é apresentada no Anexo A.

Os restantes volumes de controlo podem ser determinados recorrendo à equação de Bernoulli generalizada (equação 3.29), considerando gz como constante e a existência de um factor de correção de energia cinética α , estando a sua definição também apresentada no Anexo A

Nas equações que se seguem considera-se ainda a existência de perdas de carga que dizem respeito às perdas no tubo venturi (ΔH_{12}), às perdas originadas pelas contrações e expansões súbitas entre a saída do tubo venturi e a secção (3) (ΔH_{23}), e às perdas devidas à descarga da mistura pelos orifícios (ΔH_{30}).

Assim, após ordenação dos elementos da equação, para o volume de controlo entre as secções (1) e (2) obtém-se:

$$\frac{(p_1 - p_2)}{\rho_{mistura}} = \Delta H_{12} - \frac{\alpha}{2}(V_1^2 - V_2^2) \quad 3.31$$

Entre as secções (2) e (3) obtém-se:

$$\frac{(p_2 - p_3)}{\rho_{mistura}} = \Delta H_{23} - \frac{\alpha}{2}(V_2^2 - V_3^2) \quad 3.32$$

E entre a secção (3) e a atmosfera:

$$\frac{(p_3 - p_0)}{\rho_{mistura}} = \Delta H_{30} - \frac{\alpha}{2}V_3^2 \quad 3.33$$

Sabendo que a velocidade é definida por $V = \frac{\dot{m}_{mistura}^2}{\rho_{mistura} A^2}$ e que $\dot{m}_{mistura} = \dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.}$ e

$$\rho_{mistura} = \left(\frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.}} \right), \text{ então pode-se agregar as equações (3.30), (3.31), (3.32) e}$$

(3.33) numa só, apresentando-se esta da seguinte forma:

$$\frac{\dot{m}_{comb.} V_{inj}}{A_1} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.})} \cdot (\Delta H_{12} + \Delta H_{23} + \Delta H_{30}) = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})} \cdot \left(\frac{\beta}{A_1^2} + \frac{\alpha}{2A_1^2} \right)$$

3.34

Como o interesse está em determinar a quantidade de ar arrastado, então resolve-se a equação anterior em ordem ao caudal mássico de ar arrastado \dot{m}_{ar} , resultando na seguinte equação:

$$\dot{m}_{ar} = \left(\frac{\left(\frac{\dot{m}_{comb.} V_{inj}}{A_1} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.})} \cdot (\Delta H_{12} + \Delta H_{23} + \Delta H_{30}) \right) \cdot (\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})}{\left(\frac{\beta}{A_1^2} + \frac{\alpha}{2A_1^2} \right)} \right)^{1/3} - \dot{m}_{comb.} \quad 3.35$$

Os termos relativos às perdas de carga ΔH podem ser determinados como se segue:

$$\Delta H_{12} = k \frac{V_1^2}{2g} \quad 3.36$$

onde k representa o coeficiente de perda de carga localizada e pode ser definido como:

$$k = \left(1 - \frac{d_1^4}{d_2^4} - Cp \right) \quad 3.37$$

em que d_1 e d_2 dizem respeito aos diâmetros da secção (1) e da secção (2), respectivamente, e Cp é o coeficiente de recuperação de pressão na zona do difusor do tubo venturi, sendo este definido por:

$$Cp = \alpha \left(\frac{A_1^2}{A_2^2} - 1 \right) \quad 3.38$$

Por conseguinte, pode-se reescrever a equação 3.36 como se segue:

$$\Delta H_{12} = \left(1 - \frac{d_1^4}{d_2^4} - Cp \right) \cdot \frac{(\dot{m}_{ar} - \dot{m}_{comb.})}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})^2 A_1^2 2g} \quad 3.39$$

Relativamente à perda de carga devida às contrações e expansões súbitas (indicadas pelos termos CS e ES , respectivamente), para a flauta convencional tem-se a seguinte equação :

$$\Delta H_{23} = \left(k_{CS} \frac{V_{CS}^2}{2g} + k_{ES} \frac{V_{ES}^2}{2g} \right) \quad 3.40$$

E para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama tem-se:

$$\begin{aligned} \Delta H_{23} &= \left(k_{CS} \frac{V_{CS}^2}{2g} + k_{ES} \frac{V_{ES}^2}{2g} + k_{cot1} \frac{V_{cot1}^2}{2g} + k_{cot2} \frac{V_{cot2}^2}{2g} \right) \\ &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.})}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})^2 2g} \times \left(\frac{k_{CS}}{A_{CS}^2} + \frac{k_{ES}}{A_{ES}^2} + \frac{k_{cot1}}{4A_{cot1}^2} + \frac{k_{cot2}}{4A_{cot2}^2} \right) \end{aligned} \quad 3.41$$

onde os coeficientes de perda de carga k_{CS} , k_{ES} , k_{cot1} e k_{cot2} , podem ser determinados da seguinte forma:

$$k_{CS} = 0,42 \left(1 - \frac{d_{CS}^2}{D_{CS}^2} \right) \frac{1}{A_{CS}^2} \quad 3.42$$

$$k_{ES} = \left(1 - \frac{d_{ES}^2}{D_{ES}^2} \right) \frac{1}{A_{ES}^2} \quad 3.43$$

$$k_{cot} = 0,13 + 1,83 \left(\frac{r}{c} \right)^{3,5} \quad 3.44$$

em que r designa o raio da tubagem, c o raio de curvatura, tal como ilustrado na Figura 3.5, e d_{CS} , D_{CS} , d_{ES} e D_{ES} os diâmetros hidráulicos menor e maior das contração e expansão súbita na secção (3), respectivamente, podendo ser calculados assim:

$$D_{hidráulico} = \frac{4A_s}{P_s} \quad 3.45$$

sendo A_s a área da secção transversal do escoamento e P_s o perímetro da secção.

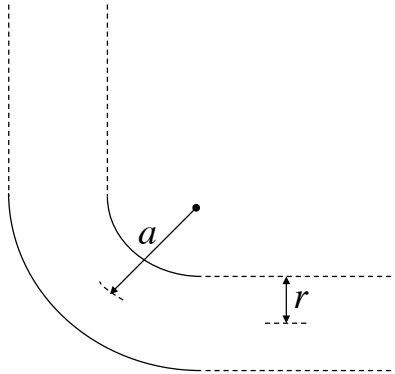


Figura 3.5 – Raio da tubagem e de curvatura do cotovelo.

Por último a perda de carga referente à descarga da mistura através dos orifícios é determinada recorrendo à seguinte equação:

$$\Delta H_{30} = k \frac{V_4^2}{2g} = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{comb.})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{comb.} \dot{m}_{comb.})^2 A_{ESorif}^2 2g} \quad \mathbf{3.46}$$

onde A_{ESorif}^2 representa a área da expansão súbita nos orifícios de saída da mistura e se considera $k = 1$, sendo que k toma este valor devido ao facto de se tratar de uma descarga direta para a atmosfera através de um orifício de diâmetro muito reduzido, sendo que a razão dos diâmetros a montante e a jusante d/D tende para zero, uma vez que $D = \infty$.

Capítulo 4

INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL

Com o intuito de se elaborar o estudo do escoamento presente à saída de uma flauta procedeu-se à montagem de duas instalações experimentais a fim de se realizar algumas simulações. Como tal, uma das montagens permitiu a determinação do perfil de velocidades à saída de uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama e a segunda para o mesmo efeito mas com uma tubeira, a qual simulará o comportamento do escoamento num tubo venturi, parte integrante de uma flauta. O equipamento experimental foi instalado no Laboratório de Combustão do Departamento de Engenharia Mecânica.

Dito isto, de seguida é apresentada uma descrição detalhada das montagens efectuadas para a realização dos ensaios experimentais, sendo estas referentes à injeção de jato em flauta e à injeção de jato em tubeira.

4.1. Injeção de jato em flauta

Como referido acima, o principal objectivo da presente instalação experimental (Figura 4.1) é determinar o perfil de velocidade à saída de uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama, sendo este representativo das velocidades obtidas à saída de uma flauta de um esquentador. Para tal, recorreu-se à técnica de anemometria laser de efeito de Doppler (LDA) em conjunto com técnicas de medição de caudais e pressões.

Para esse efeito, a simulação foi feita recorrendo à injeção de ar comprimido para o interior da flauta, visto a inconveniência da utilização de um gás combustível. A injeção foi, então, efectuada a partir de um bico injetor, com o diâmetro de um de gás propano presente num esquentador (0,75 mm). O bico injetor foi posicionado, com o auxílio de uma garra de suporte, a uma determinada posição e distância ao bocal da flauta semelhantes às encontradas num esquentador, de modo a reproduzir o escoamento presente neste. O posicionamento da flauta foi executado a partir de um suporte elevatório e de um torno de fixação. O caudal de ar comprimido injetado é medido por meio de um rotâmetro, previamente selecionado, cujo caudal máximo é de 95 L/h em condições PTN (a 20°C e pressão de 1 bar) e pode ser controlado a partir de uma válvula de agulha,

incorporada neste. A jusante do rotâmetro foi ainda instalada uma válvula que permitiu a abertura ou corte do caudal sem que fosse necessária a alteração do caudal imposto no rotâmetro. De igual modo, foi instalado a montante do rotâmetro um manómetro de tubo de Bourdon em conjunto com uma válvula de corte do caudal, para melhor controlo e correção do caudal medido (Figura 4.2).

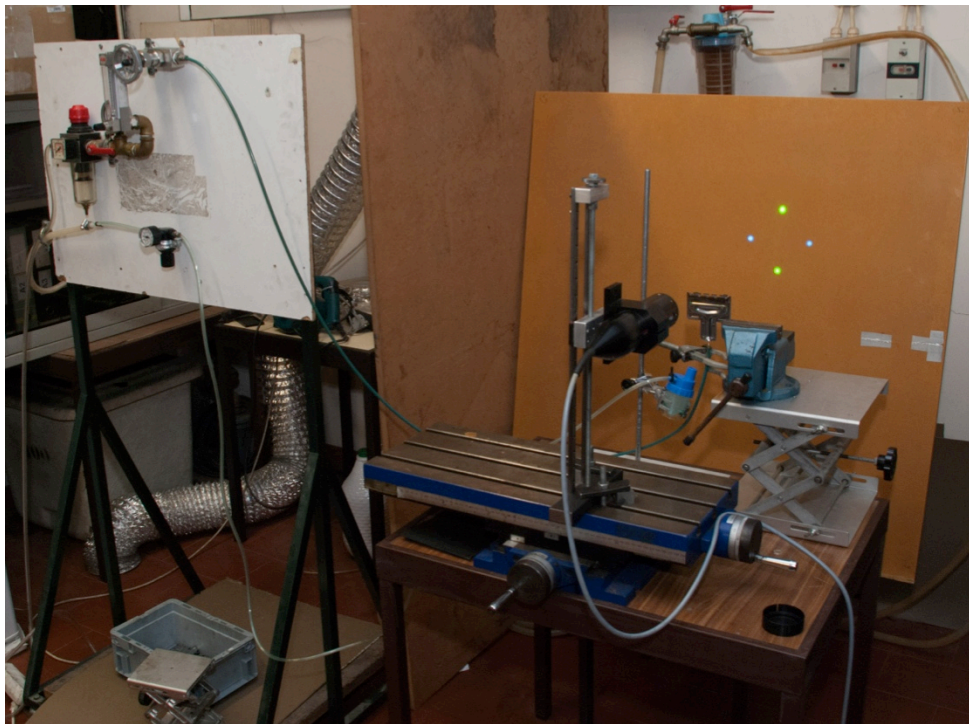
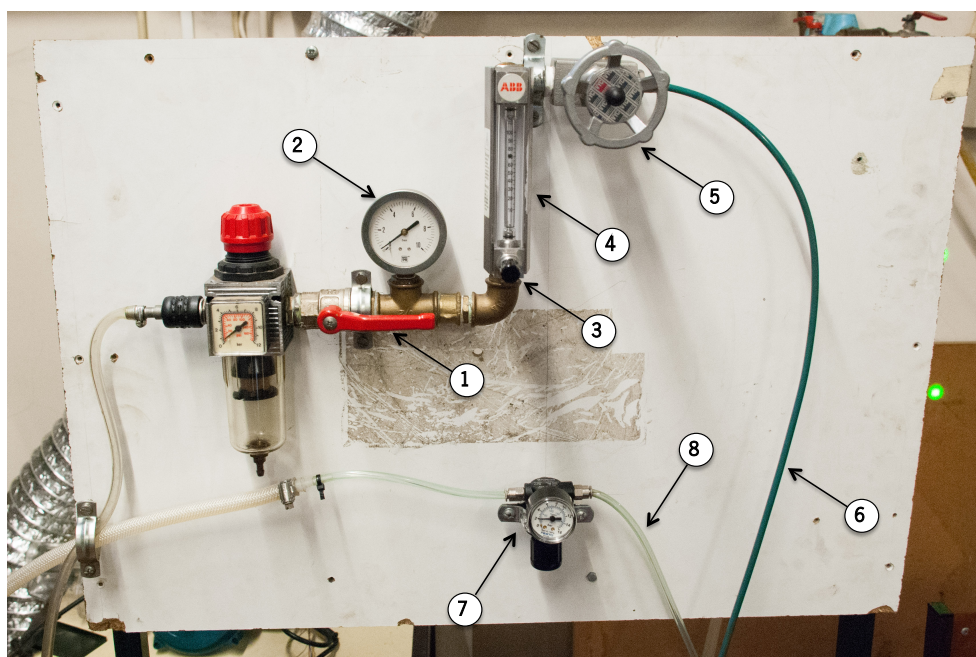


Figura 4.1 – Instalação experimental referente à injeção de jato em flauta.

Perante a dificuldade em fazer a leitura das velocidades a partir da técnica LDA recorrendo apenas a ar comprimido, procedeu-se à injeção de partículas de água e de látex de poliestireno (partículas de inseminação) para o interior da flauta. Para este fim, recorreu-se ao posicionamento de um nebulizador, por meio de uma garra de suporte, contendo água e as referidas partículas de látex de poliestireno, sob o bocal da flauta, de modo que as partículas por este geradas fossem arrastadas pelo jato de ar comprimido, proveniente do bico injetor, para o interior da flauta, sendo o escoamento representado por estas partículas. As referidas partículas de inseminação foram geradas recorrendo à injeção de ar para o interior do nebulizador, sendo o caudal regulado por meio de uma válvula de pressão, instalada em conjunto com um manómetro para leitura da pressão do escoamento.

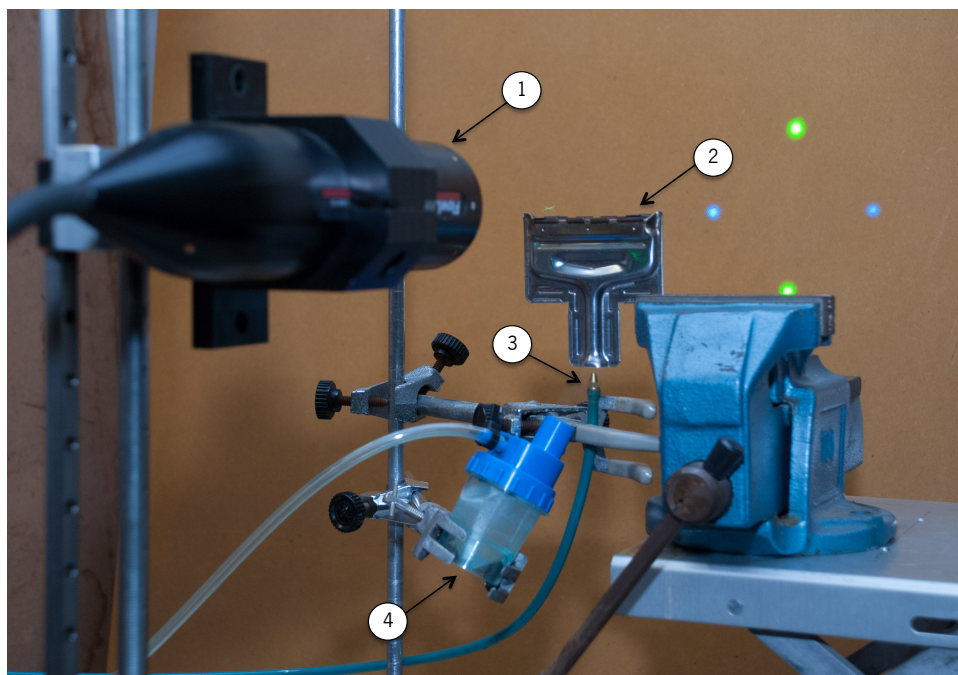


- | | | |
|-----------------------|-----------------------|------------------------------------|
| 1 – Válvula de corte | 4 – Rotâmetro | 7 – Válvula de pressão e manómetro |
| 2 – Manómetro | 5 – Válvula de ajuste | 8 – Canal do nebulizador |
| 3 – Válvula de agulha | 6 – Canal do injetor | |

Figura 4.2 – Representação da instalação relativa ao ar comprimido.

Posto isto, as velocidades obtidas à saída da flauta foram medidas recorrendo à técnica LDA, cujo equipamento é o modelo *Fiberflow LDA* da *Dantec Dynamics*. O anemómetro é ligado a um computador através de fibras ópticas, a partir do qual se configuram as características das medições e para onde são enviados os dados recolhidos e, posteriormente, tratados.

A sonda do LDA, a qual contém as ópticas de transmissão e recepção, foi fixada a uma mesa de coordenadas, a qual permite a regulação desta quer no eixo vertical quer no horizontal. Este método permite não só a medição ao longo dos três eixos cartesianos, como também a estabilidade dos feixes de luz laser, podendo-se, assim, obter medições precisas e sem variação da posição do volume controlo durante a medição numa determinada posição. Na Figura 4.3 é, então, representada a montagem dos componentes principais desta instalação experimental.



1 – Sonda do LDA 2 – Flauta 3 – Injetor 4 - Nebulizador

Figura 4.3 – Componentes principais da instalação experimental.

4.2. Injeção de jato em tubeira

A fim de melhor se compreender o fenómeno de arrasto de ar por um jato, procedeu-se a uma simulação recorrendo a tubeiras, as quais poderão representar o escoamento no interior das primeiras secções de um tubo venturi: bocal e garganta (Figura 4.4). Desta forma, a simulação foi feita recorrendo a gargantas de diferentes comprimentos, para se determinar o efeito desta variação na quantidade de ar arrastado. Sendo assim, utilizou-se três tubos de comprimentos diferentes, em que o primeiro consiste apenas num tubo para fazer o enchimento do bocal, uma vez que este apresenta uma expansão súbita à sua saída, e outros dois tubos de 100 mm e 200 mm de comprimento. Os diferentes tubos usados têm um diâmetro de 26 mm e podem ser observados na Figura 4.5.



Figura 4.4 – Fotografia da tubeira sujeita a ensaio.

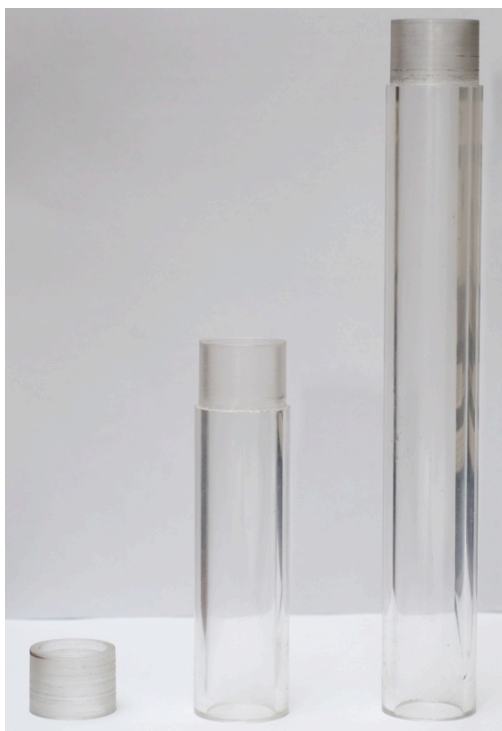
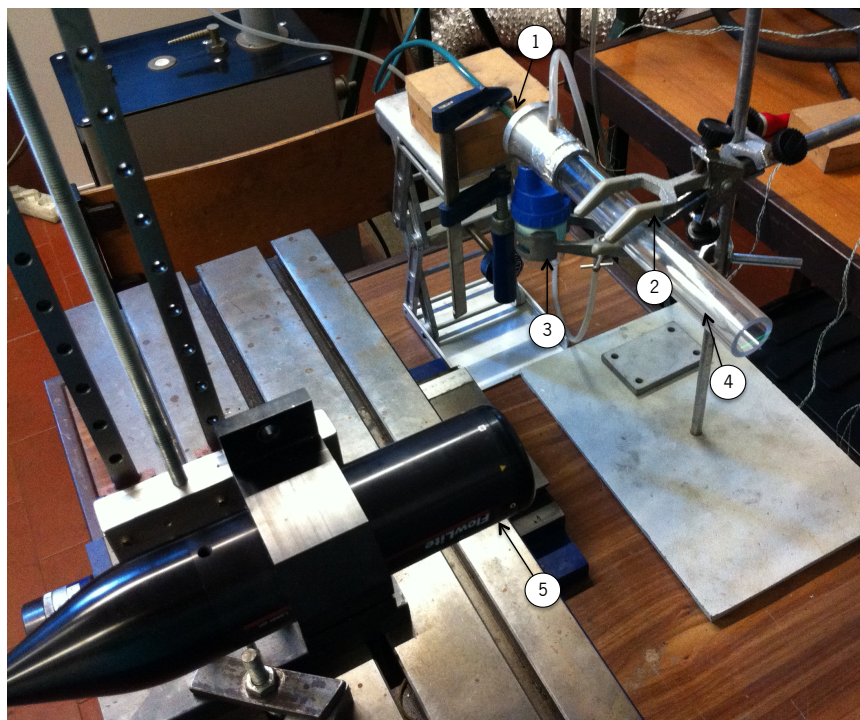


Figura 4.5 – Fotografia dos diferentes tubos utilizados no ensaio.

Dito isto, o ensaio realizado com a tubeira é bastante semelhante ao anterior, pelo que a instalação experimental é também similar, salvo algumas diferenças. Uma delas foi a utilização de um rotâmetro com um caudal máximo de 1,96 L/h para condições de temperatura a 20°C e pressão 3 bar (relativos), uma vez que as dimensões da tubeira são consideravelmente superiores às da flauta. Uma outra diferença é método de suporte da tubeira, o qual foi efectuado com recurso a uma garra de suporte (Figura 4.6).

Assim, procedeu-se de igual forma à medição das velocidades do escoamento à saída da tubeira. Realizou-se ainda a medição da pressão na garganta utilizando um micromanómetro de Betz.



1 – injetor 2 – Garra de suporte 3 – Nebulizador 4 – Tubeira 5 – Sonda do LDA

Figura 4.6 – Instalação experimental referente à injeção de jato em tubeira.

4.3. Procedimentos experimentais

Depois de efectuada a instalação experimental, torna-se agora possível a execução dos ensaios acima mencionados. Como tal, torna-se necessário definir os procedimentos a seguir para a correta medição das velocidades pretendidas.

Dito isto, de seguida são apresentados os procedimentos experimentais levados a cabo para a realização dos ensaios com a flauta e com a tubeira.

4.3.1. Ensaio com a flauta

Inicialmente, procedeu-se à definição dos pontos a medir, ou seja, as diferentes posições a considerar na cabeça da flauta de modo a obter as medições de velocidade que representassem corretamente o escoamento do ar ao longo de toda a superfície da cabeça da flauta. Como tal, foram consideradas várias posições não só longitudinalmente no eixo dos xx e transversalmente no eixo dos yy como também para diferentes posições no eixo dos zz . Tomando como referência

o centro geométrico da flauta, procedeu-se à medição das velocidades para a posição $y = 0$ mm e $z = 5$ mm para posições longitudinais com intervalo de 2 mm entre estas (Figura 4.7), até que se deixasse de verificar escoamento, ou seja, até às extremidades da flauta. Tal como ilustrado na Figura 4.7, de seguida procedeu-se à medição para as restantes posições transversais espaçadas de 1,5 mm, até à posição $y = 6$ mm, zona correspondente aos estabilizadores aerodinâmicos de chama. Repetiu-se estes procedimentos para diferentes distâncias aos orifícios de descarga, ou seja, para $z = 5$ mm, $z = 10$ mm e $z = 25$ mm. Não foram feitas medições mais próximas dos orifícios de descarga, visto o obstáculo criado pelos estabilizadores aerodinâmicos de chama.

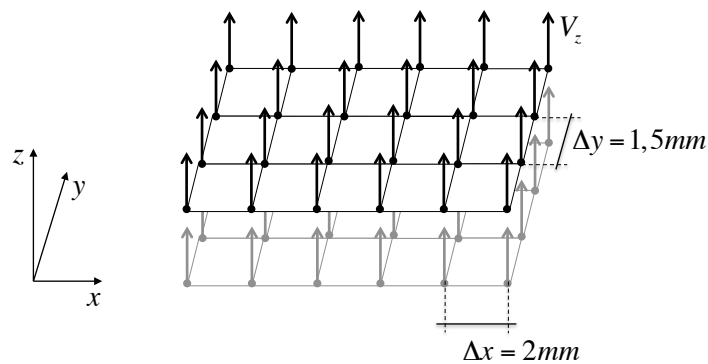


Figura 4.7 – Representação esquemática das medições realizadas no ensaio com a flauta.

Desta feita, procedeu-se ao correto posicionamento da sonda do LDA, ou seja, no centro geométrico da flauta, efetuando posteriormente o varrimento das posições acima mencionadas com o auxílio de uma mesa de coordenadas (Figura 4.8). Os dados foram então recolhidos pelo *software BSA Flow* da *Dantec Dynamics*, a partir do qual foram definidos os parâmetros de medição, entre os quais o intervalo de velocidades, o tempo de medição e o número de partículas a considerar para a leitura. Para a correta obtenção das velocidades, definiu-se este número de partículas como sendo de 2000. Contudo, em algumas posições da flauta, nomeadamente nas suas extremidades, não foi feita a leitura destas 2000 partículas, devido à inexistência de escoamento nestas zonas.

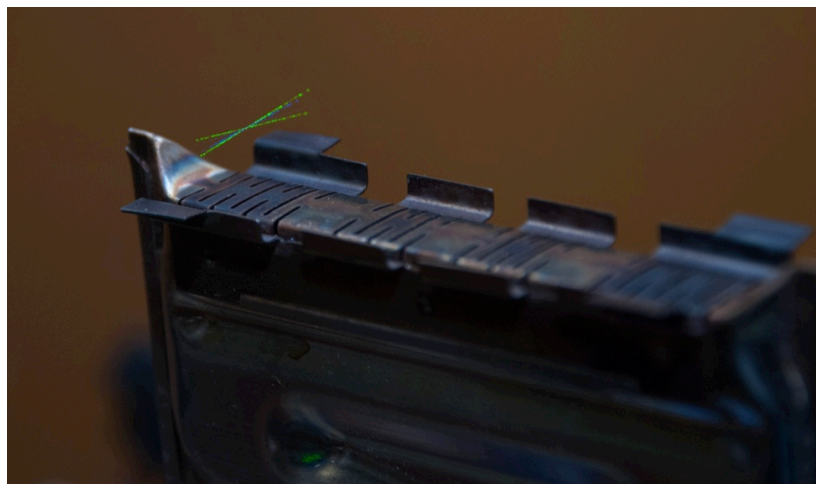


Figura 4.8 – Posicionamento dos feixes da sonda LDA.

A fim de se simplificar os procedimentos anteriores, realizou-se inicialmente um teste de simetria da flauta, a partir do qual se verificou que as medições obtidas para as posições de x eram bastantes similares quer nos pontos positivos quer nos negativos considerados, tal como demonstrado na Figura 4.9. Dada a simetria verificada, procedeu-se apenas à realização das medições para as posições longitudinais positivas. Findo todas as medições os dados foram exportados para uma folha de cálculo para tratamento posterior.

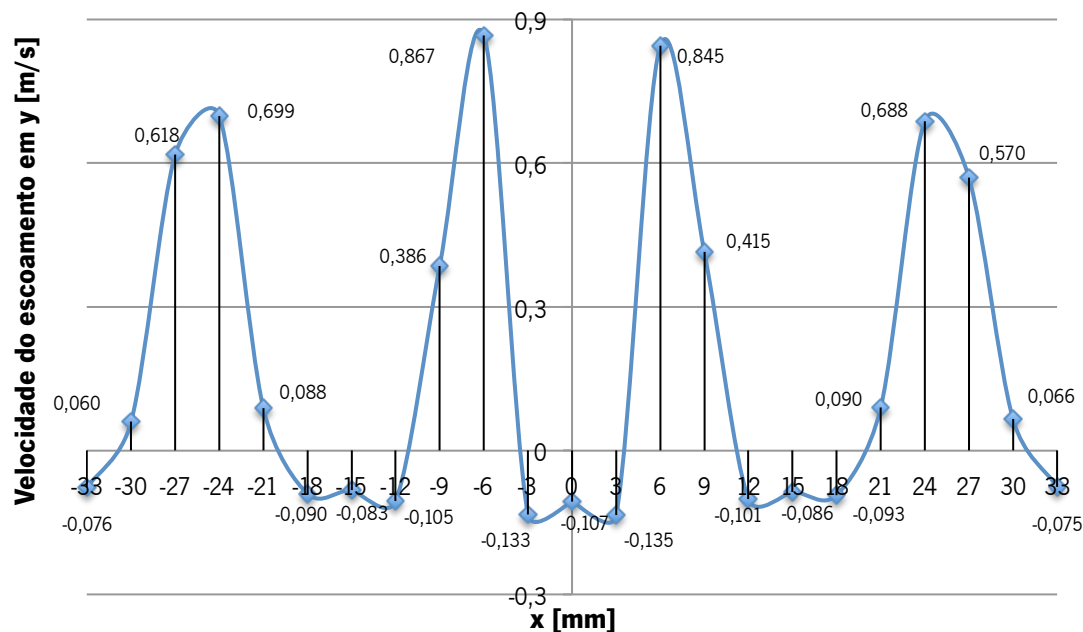


Figura 4.9 – Teste de simetria da flauta.

4.3.2. Ensaio com a tubeira

Relativamente ao ensaio com a tubeira, os procedimentos efetuados foram semelhantes aos do ensaio anterior, havendo apenas a necessidade de se definir as posições a considerar para leitura das velocidades do escoamento.

Inicialmente, procedeu-se ao teste da tubeira apenas com o tubo de enchimento. Assim, posicionou-se os feixes provenientes da sonda do LDA imediatamente à saída da tubeira numa posição inicial desta (Figura 4.10). De seguida, procedeu-se à medição para diversas posições relativamente ao diâmetro da tubeira, com um intervalo de 0,5 mm até atingir a ponta oposta à inicialmente considerada, tal como ilustrado na Figura 4.11.

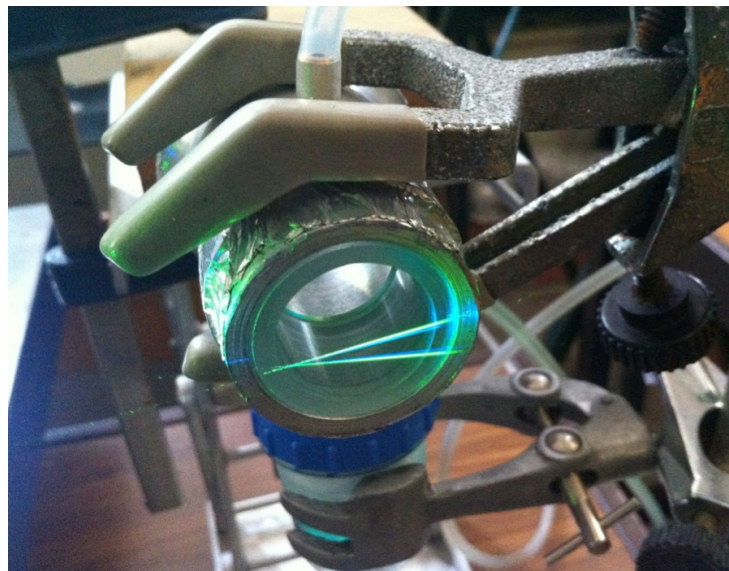


Figura 4.10 – Posicionamento dos feixes da sonda do LDA.

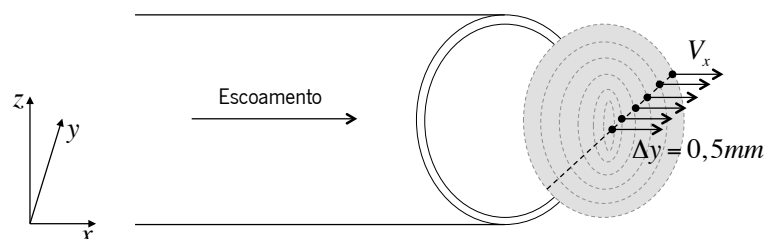


Figura 4.11 – Representação esquemática das medições realizadas no ensaio com a tubeira.

Uma vez feitas estas medições, procedeu-se à exportação dos dados relativos a estas para uma folha de cálculo para posterior tratamento destes. Por fim, efetuou-se a medição para os outros dois tubos de 100 mm e 200 mm com os mesmos procedimentos acima considerados.

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

5.1. Técnica de Anemometria Laser de Efeito Doppler (LDA)

A técnica de Anemometria Laser de Efeito Doppler, designada na literatura inglesa por *Laser Doppler Anemometry* (LDA), é uma das técnicas mais utilizadas para a medição detalhada das propriedades locais de turbulências e velocidades de um determinado escoamento de um fluido (Araújo, 2004).

Esta técnica não-intrusiva permite medir a velocidade de partículas suspensas num escoamento. Se estas partículas forem pequenas, na ordem dos micron, podem ser assumidas como boas inseminadoras do escoamento seguindo este e, assim, a sua velocidade corresponde à velocidade do fluido (Jensen, 2004). Basicamente, a técnica de LDA envolve a utilização de luz laser para medir de forma precisa a velocidade das partículas de um escoamento num determinado volume de controlo. Nesta técnica são intersectados dois feixes de laser, divididos a partir de um mesmo feixe original, a frequências diferentes num fluido em movimento, sendo assim criado um padrão dentro da franja de intersecção, a partir do qual a velocidade do fluido pode ser determinada (Rodko, 1997).

Esta técnica apresenta inúmeras vantagens em comparação com as demais, sendo estas as seguintes (Jensen, 2004):

- Os anemómetros a laser sondam o escoamento com feixes de laser focados e podem detetar a velocidade sem perturbar o escoamento no volume de controlo. As únicas condições necessárias são a existência de um fluido transparente com uma concentração adequada de partículas de inseminação (*tracer particles*) e acesso óptico para o escoamento;
- Não necessita de calibração, uma vez que a medição se baseia na estabilidade e linearidade de ondas eletromagnéticas, as quais se consideram que não são afetadas por outros parâmetros físicos, tais como a temperatura e a pressão;

- Apresenta uma resposta direcional bem definida, sendo que a medição pela técnica de LDA é uma projeção do vector de velocidade na direção da medição definida pelo sistema óptico;
- Uma vez que permitem definir volumes de controlo muito pequenos com um rápido processamento de sinais electrónicos, esta técnica apresenta uma elevada resolução espacial e temporal;
- As combinações de sistemas de anemómetros laser com separação de componentes baseada na cor, polarização ou desvio de frequência (*frequency shift*) permitem que sistemas LDA de um, dois ou três componentes sejam aliados.

5.1.1. Princípios básicos de funcionamento da técnica LDA

O princípio de funcionamento da técnica LDA pode ser descrito a partir do fenómeno designado de desvio de Doppler (*Doppler shift*). Este ocorre aquando do movimento de uma partícula de inseminação que reflete (e/ou refracta) a luz do feixe de laser, considerando-se que a frequência da luz refletida (f_s) numa determinada direção sofre um pequeno desvio relativamente à frequência da luz incidente (f_i), como demonstrado na Figura 5.1. Nesta figura, U representa a velocidade da partícula, e os vectores unitários \bar{e}_i e \bar{e}_s descrevem a direção da luz incidente e da refletida, respectivamente.

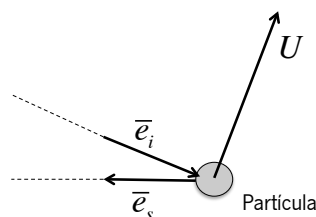


Figura 5.1 – Luz refletida de uma partícula de inseminação em movimento (reproduzido de “BSA Flow Software Installation & User’s guide” (2000)).

O valor do desvio de Doppler (f_D) é proporcional à velocidade da partícula e ao ângulo entre a direção da luz incidente e o da luz emitida pela partícula. Uma vez que as velocidades geralmente medidas são muito baixas em comparação com as da luz, o desvio da frequência é de muito menor magnitude comparando com o do feixe incidente. Portanto, a medição direta do desvio de Doppler é basicamente impossível de ser executada (Araújo, 2004).

De modo a contornar este inconveniente recorre-se à técnica denominada de feixe duplo, a qual se combina com o efeito de Doppler. A Figura 5.2 demonstra o modo de feixe duplo da técnica LDA (Araújo, 2004).

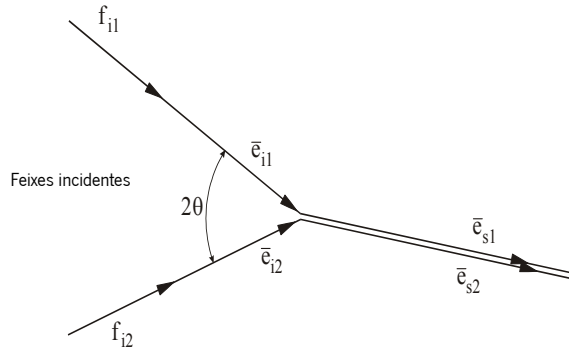


Figura 5.2 - Modo de feixe duplo da técnica LDA (adaptado de Araújo (2004)).

O desvio de Doppler é então determinado pela seguinte equação:

$$f_D = \frac{u(\bar{e}_s - \bar{e}_i)}{\lambda} \quad 5.1$$

onde u é a velocidade do vector da partícula e λ é o comprimento de onda da luz.

Simplificando, na Figura 5.3 estão representados esses dois feixes (A e B) com frequências iguais, intersectando-se a um ângulo 2θ . A área de intersecção destes dois feixes laser forma então o volume de controlo. Uma partícula que se encontre suspensa no escoamento passa pelo volume de controlo e emite de volta a luz dos dois feixes simultaneamente (Zhang, 2010).

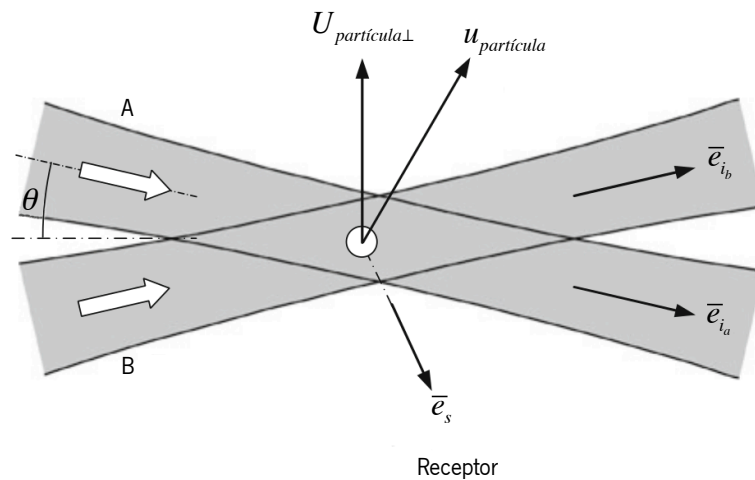


Figura 5.3 – Movimento de uma partícula através do volume de controlo (adaptado de Zhang (2010)).

Uma vez que a descrição acima referida é difícil de quantificar, recorre-se a uma outra explicação mais simplificada desta técnica de feixe duplo, consistindo no modelo das franjas de interferência (*interference fringes*). As franjas de interferência formam-se quando os feixes laser de frequências diferentes se cruzam (Figura 5.4). Quando um fluido atravessa esta intersecção, este vai provocar a reflexão da luz a uma determinada frequência de desvio de Doppler. Uma vez que os dois feixes de laser intersectados têm frequências diferentes, ocorrem dois desvios de Doppler, um por cada feixe. A frequência de Doppler é considerada como a diferença entre estes dois desvios de Doppler, podendo ser então usada para determinar a velocidade do fluido (Rodko, 1997).

O tamanho dos feixes laser é especificado pelo diâmetro da cintura do feixe, que é a secção mais estreita do feixe. É muito importante que os feixes se intersectem precisamente nas suas cinturas, ou de outra forma as franjas não se manterão equidistantes através do volume de controlo (Figura 5.4). A existência de franjas divergentes irá resultar em frequências de Doppler variáveis, mesmo a velocidade constante do fluido.

A distância entre as franjas de intersecção depende do comprimento de onda e do ângulo entre os feixes incidentes e pode ser calculada a partir da seguinte equação (“BSA Flow Software Installation & User’s guide,” 2000):

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta / 2)} \quad 5.2$$

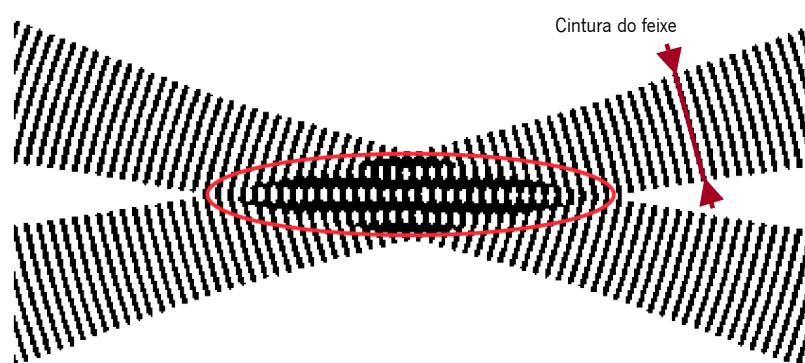


Figura 5.4 – Franjas de interferência do laser e cintura do feixe (adaptado de “Laser Doppler Anemometry - Introduction to principles and applications,” Dantec Dynamics.).

As franjas estão orientadas na direção normal ao eixo dos xx e, portanto, a intensidade da luz refletida de uma partícula em movimento no volume de controlo irá variar com a frequência, proporcional à velocidade em x da partícula (u_x):

$$f_D = \frac{u_x}{\delta_f} = \frac{2 \sin(\theta / 2)}{\lambda} u_x \quad 5.3$$

5.1.2. Variação de frequência (*frequency shift*)

Um dos inconvenientes da técnica de LDA é que velocidades negativas $u_x < 0$ irão produzir frequências negativas $f_D < 0$. Contudo, o receptor não consegue fazer a distinção entre frequências positivas e negativas, e como tal, haverá uma ambiguidade direcional nas velocidades medidas (Jensen, 2004).

Para resolver este problema, é introduzida no caminho de um feixe de laser uma célula de Bragg para dividir os feixes. Este método não só elimina a necessidade de um divisor de feixes separado, como também melhora a eficiência total das ópticas transmissoras de luz, uma vez que mais de 90% da energia do laser pode atingir o volume de controlo, aumentando efetivamente a força do sinal.

A célula de Bragg adiciona uma variação de frequência f_0 (*frequency shift*) ao feixe difratado, o que resulta numa frequência medida de uma partícula em movimento de:

$$f_D \equiv f_0 \frac{2 \sin(\theta / 2)}{\lambda} u_x \quad 5.4$$

E desde que a velocidade da partícula não introduza uma frequência negativa maior do que f_0 , a célula de Bragg irá garantir uma frequência de Doppler f_D positiva (Jensen, 2004).

5.1.3. Sinal

O primeiro resultado de uma medição do anemómetro laser é um pulso de corrente a partir do fotodetector. Esta corrente contém a informação da frequência relativa à velocidade a ser medida e produz também ruído, o qual advém da emissão da fotodetecção, a qual é uma

propriedade fundamental do processo de detecção. O processo da interação entre o campo óptico e o material fotossensível cria inevitavelmente uma determinada quantidade de flutuação na corrente média. Além disso, existe fotocorrente média e ruído de emissão a partir de luz indesejável a atingir o fotodetector. Outros ruídos são ruído electrónico secundário proveniente da corrente do dínodo fotomultiplicador e ruído térmico do pré-amplificador no processador de sinal (Jensen, 2004).

Torna-se vantajoso que a operação de um anemómetro laser ocorra sob condições em que o ruído de emissão no sinal seja a fonte de ruído predominante. Esta operação limitada ao ruído de emissão pode ser obtida seleccionando a intensidade do laser, tamanho das partículas de inseminação e parâmetros do sistema óptico apropriados. Além disso, o ruído deve ser minimizado seleccionando apenas a mínima largura de banda necessária para a medição das várias velocidades, ajustando os filtros de passo-elevado e passo-baixo na entrada do processador de sinal.

O número de partículas de inseminação presente simultaneamente do volume de controlo é de grande importância para a qualidade do sinal e para a performance do processador de sinal. Se em média menos de uma partícula estiver presente no volume de controlo, fala-se de um sinal de Doppler tipo explosão, demonstrado na Figura 5.5. A Figura 5.6 representa o sinal filtrado que é realmente o dado de entrada do processador de sinal ("BSA Flow Software Installation & User's guide," 2000).

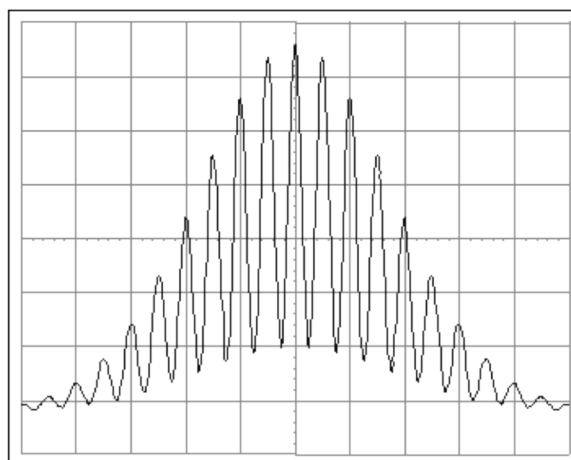


Figura 5.5 – Sinal de Doppler tipo explosão (reproduzido de Jensen (2004)).

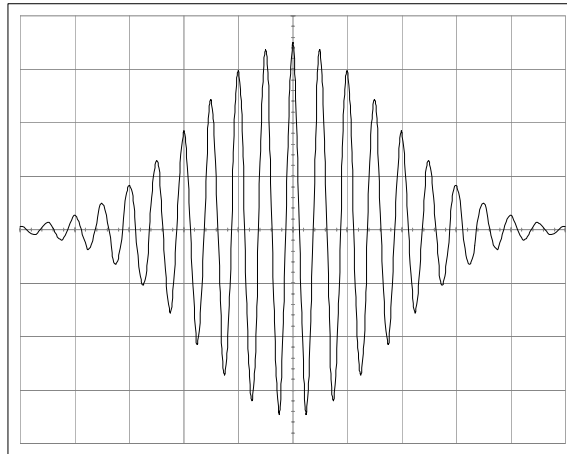


Figura 5.6 - Sinal de Doppler tipo explosão filtrado (reproduzido de Jensen (2004)).

Se estiverem mais partículas presentes no volume de controlo simultaneamente, fala-se de um sinal multi-partícula. A corrente de detecção é a soma das correntes tipo explosão de cada partícula dentro da região iluminada. Uma vez que as partículas se dispõem aleatoriamente no espaço, as contribuições individuais das correntes tipo explosão são adicionadas com períodos aleatórios, e a cobertura e o período do sinal de Doppler irão flutuar. A maioria dos processadores LDA são projetados para partículas unitárias tipo explosão e, com o sinal multi-partícula, estes irão normalmente estimar a velocidade como uma média pesada das partículas presentes no volume de controlo. Deve-se ter em atenção, contudo, que as flutuações de fase aleatórias do sinal multi-partícula do LDA adicionam um ruído de fase à frequência de Doppler detectada, sendo este de difícil remoção.

5.1.4. Características das partículas de inseminação (*seeding*)

Na técnica de LDA, a velocidade realmente medida corresponde à velocidade das partículas suspensas no fluido e não à velocidade de escoamento. Posto isto, as partículas de inseminação são consideradas como representativas da velocidade de escoamento, sendo, então, este factor de grande importância no funcionamento da técnica LDA. O movimento das partículas suspensas num fluido é afetado por diversos factores, tais como, a forma e tamanho da partícula, a densidade relativa da partícula e do fluido, a concentração de partículas no fluido e as forças do corpo ("BSA Flow Software Installation & User's guide," 2000).

As partículas, cujo movimento representa a do fluido, devem ser:

- Capazes de seguir o escoamento;
- Permitir boa reflexão de luz;
- Devem ser convenientemente geradas;
- Baratas;
- Não tóxicas, não corrosivas, não abrasivas;
- Não voláteis, ou de evaporação lenta;
- Quimicamente inativas;
- Limpas.

Então, estas partículas devem ser suficientemente pequenas para representar precisamente a velocidade do fluido sem interromper o escoamento. Contudo, estas devem ter uma dimensão suficiente para refletir uma quantidade de luz suficiente para que o fotodetector seja capaz de detectar a frequência de Doppler. Se estiverem presentes muitas partículas no volume de controlo, então serão detetados mais desvios de Doppler, resultando assim em mais leituras de dados. A força do sinal depende também do tamanho da inseminação e na direção da luz refletida. Os tamanhos das partículas do comprimento de onda da luz enviam grande parte da luz refletida na direção frontal (para longe da fonte de luz original). As partículas mais pequenas resultam em reflexões mais regulares, mas tendem a reduzir a qualidade do sinal recebido. As partículas maiores conduzem a um padrão de reflexão imprevisível. Geralmente, a água contém partículas de tamanho apropriado, enquanto que o ar necessita, normalmente, da adição de partículas artificiais no escoamento, tal como partículas de látex de poliestireno. Este método pode, por vezes, provocar dificuldades, uma vez que as partículas artificiais apresentam dimensões relativamente grandes e são difíceis de adicionar em densidades elevadas. A inseminação de partículas deve não só produzir um sinal claro, como deve também ser capaz de indicar a velocidade do fluido. As partículas maiores, com uma inércia maior que a do fluido, não serão capazes de acelerar tão rápido quanto o fluido. Como resultado, as partículas maiores serão insensíveis às oscilações de elevada frequência do campo de escoamento turbulento. É então importante que o tamanho da partícula seja tão pequeno quanto a menor for a escala de comprimento do escoamento turbulento.

A densidade da partícula também afecta o quão bem esta pode seguir o campo de velocidades. Para frequências mais elevadas das oscilações de turbulência, as partículas serão incapazes de responder às flutuações do campo do fluido ambiente (Rodko, 1997). A concentração de partículas afeta também o movimento destas através da interação entre as

diferentes partículas. Na prática, as concentrações usadas são normalmente tão baixas, que a interação de partículas pode ser desprezável ("BSA Flow Software Installation & User's guide," 2000). Outro factor a ter em atenção são as forças do corpo, tal como a gravidade, que pode ser ignorada, excepto em escoamentos lentos, onde a flutuação das partículas pode ser um problema.

5.1.5. Configuração do LDA

O hardware de um sistema de LDA consiste em unidades de transmissão e de recepção (Figura 5.7). A componente óptica de uma unidade transmissora contém, normalmente, o laser, o transmissor do feixe laser, o qual inclui as células de Bragg e os divisores de feixe, a fibra e a sonda do LDA, tal como demonstrado na Figura 5.8 (para um equipamento *Dantec Dynamics*). O laser mais utilizado em medições de LDA é o laser de iões de árgon que basicamente fornece a seleção de três comprimentos de onda de 514.5, 488, e 476.5 nm. Um sistema LDA é normalmente configurado para usar a luz laser com comprimentos de onda de 514.5 nm para o laser verde e 488 nm para o azul. Depois de chegar ao transmissor, o laser é dividido num par de feixes verde e outro par de feixes azuis. A fim de determinar as direções da velocidade, as frequências da luz são desviadas por células de Bragg, tipicamente para 40 Mhz. Em algumas configurações ópticas, a célula de Bragg serve também como meio para dividir os feixes. São então conduzidos quatro feixes laser por quatro fibras até à sonda do LDA. Esta é normalmente configurada de modo que o plano dos dois feixes verdes seja perpendicular ao plano dos feixes azuis. A lente frontal da sonda do LDA permite que os quatro feixes laser se foquem num único ponto para formar o volume de controlo do LDA. Alterando esta lente para comprimentos focais diferentes, a distância do volume de controlo à cabeça do LDA pode também ser alterada (Zhang, 2010).

A unidade de recepção de um sistema LDA inclui, geralmente, as ópticas de recepção, os fotodetectores, tais como fotomultiplicadores (PM), o processador de sinal e um computador para controlar as medições e os dados de avaliação dessas medições. Quando se usa dois pares de feixe laser, a luz laser reflectida de trás (*backward scattered laser light*) contém duas sequências de sinais de luz que permitem fornecer a informação das velocidades de escoamento dos dois componentes.

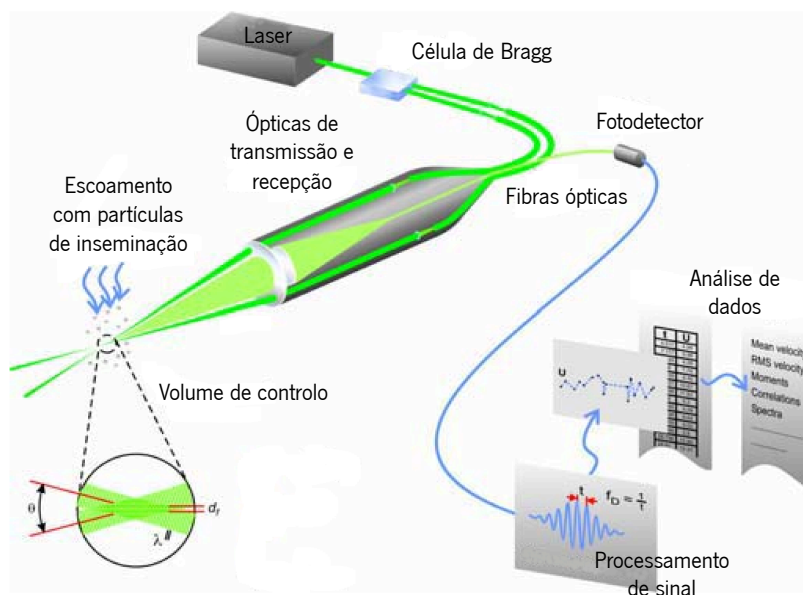


Figura 5.7 – Representação do sistema LDA (adaptado de Jensen (2004)).

Como demonstrado na Figura 5.8 para o caso mais comum, a cabeça do LDA com a correspondente lente frontal também serve como unidade receptora. A luz laser reflectida pelas partículas é captada e focada na parte final de uma fibra suplementar. Na parte oposta desta fibra, a qual está, geralmente, integrada no transmissor, a luz é primeiramente dividida em duas partes consoante o comprimento de onda (514.5 e 488 nm). Estes são depois conduzidos aos respectivos fotomultiplicadores, os quais convertem os sinais de luz em sinais electrónicos. Por último, o processador de sinal e o computador organizam os sinais pelas suas velocidades de escoamento e relações velocidade-tempo (Zhang, 2010).

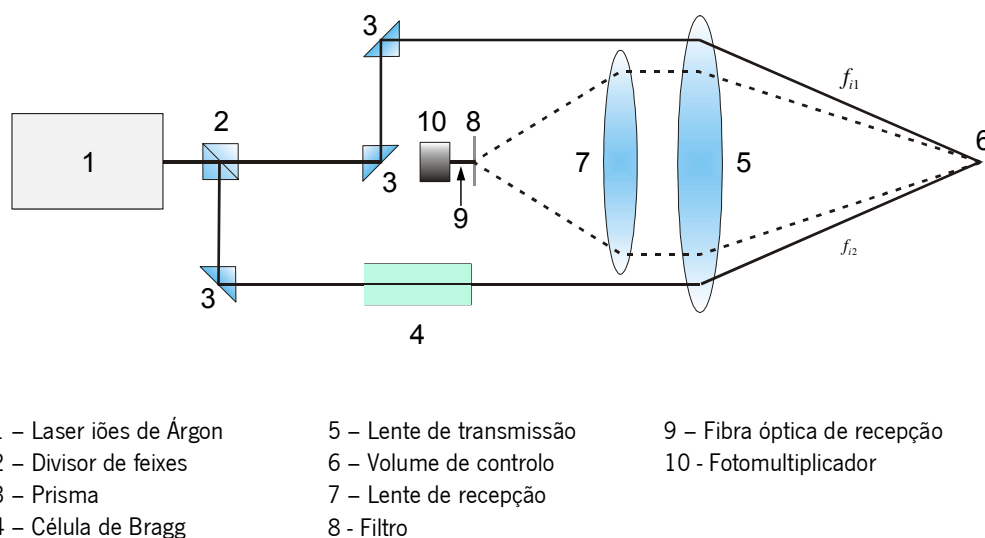


Figura 5.8 – Representação dos sistemas de transmissão e recepção do LDA (adaptado de Ferreira (2008)).

A vantagem mais relevante deste tipo de sistema é a consistência do alinhamento óptico entre as unidades de transmissão e de recepção. Além disso, a sonda do LDA pode ser disposta de modo a ser móvel para medições de escoamentos, sem a necessidade de a realinhar entre cada medição.

5.2. Medição de caudal

Em determinados processos da indústria ou ensaios laboratoriais existe, por vezes, a necessidade da medição do caudal volumétrico do fluido de um determinado escoamento. Como tal, para proceder a essa medição pode-se recorrer a um caudalímetro, também designado de rotâmetro. Basicamente, a medição é feita fazendo escoar ascendentemente o fluido (líquido, gás ou vapor), do qual se pretende saber o caudal, por um tubo na posição vertical, onde existe um flutuador que indica o caudal volumétrico do fluido medido, como representado na Figura 5.9. A posição do flutuador varia consoante o caudal injetado, ou seja, se se aumentar o caudal de injeção, a pressão irá também aumentar e, conseqüentemente, aumentará a área a jusante do flutuador. Assim, uma vez atingida uma posição de equilíbrio, o flutuador indica o valor do caudal medido, com uma imprecisão que pode variar entre os 0,5% e os 5%, consoante a qualidade do rotâmetro (Morris & Langari, 2011).

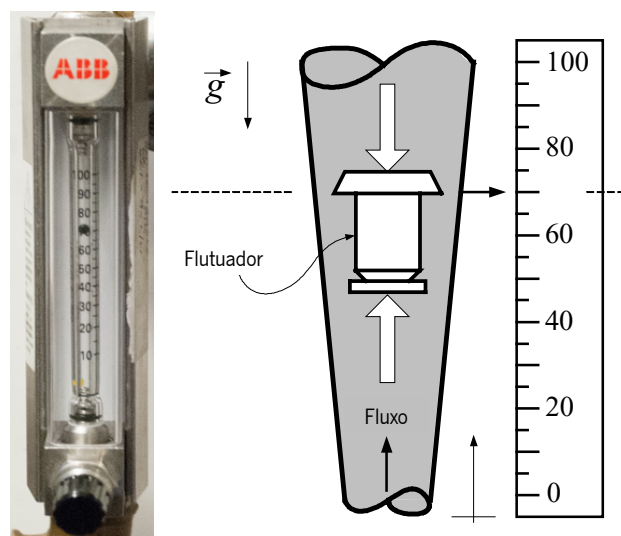


Figura 5.9 – Rotâmetro e respectiva ilustração (adaptado de Massoud (2005)).

Normalmente as condições inerentes a um rotâmetro são as normais de temperatura e pressão (20°C e 1,013 bar), pelo que se terá de proceder a uma correção para que se obtenha as condições reais de funcionamento, a partir da equação que se segue:

$$\dot{V}_0 = \dot{V}_n \sqrt{\frac{p_n}{p_0} \times \frac{T_0}{T_n}} \quad 5.5$$

onde \dot{V}_n é o caudal volumétrico medido pelo rotâmetro nas condições de pressão p_n e de temperatura T_n às condições de referência p_0 e T_0 (Ferreira, 2008).

5.3. Medição de pressão

Em determinados processos, torna-se por vezes necessária a medição da pressão de um gás. No presente caso de estudo, esta medição permite determinar a pressão inerente ao escoamento, servindo esta também para o efeito da correção das condições de funcionamento do rotâmetro, como referido acima. Para este fim, recorre-se a um manómetro, instrumento este que permite a medição em tubos de baixa pressão. Existem diversos tipos de manómetros no mercado, sendo que os aqui mencionados e, por isso, relevantes para o trabalho, são o de tubo de Bourdon e o micromanómetro de Betz.

Relativamente ao manómetro de tubo Bourdon (Figura 5.10), este consiste num tubo achatado dobrado de modo a formar um arco circular (tubo de Bourdon em C). Para efeito de medição, a diferença de pressões entre o interior e o exterior do tubo tende a endireita-lo, causando que a ponta deste se desvie da posição original, provocando assim a rotação do ponteiro. A posição angular do ponteiro é proporcional à pressão aplicada, sendo esta assim indicada. Utilizando este tipo de manómetros pode ser medida uma grande amplitude de pressões, que podem ir desde o vácuo até 10000 atm. Os manómetros de tubo de Bourdon em C com um arco de curvatura superior a 270° são utilizados para pressões elevadas. Contudo existem ainda os manómetros de tubo de Bourdon em espiral ou de tubo helicoidal que são normalmente utilizados para pressões abaixo de 70 bar. A precisão típica deste tipo de instrumento varia entre 0,1% e 5% da escala total (Berger, 2005).

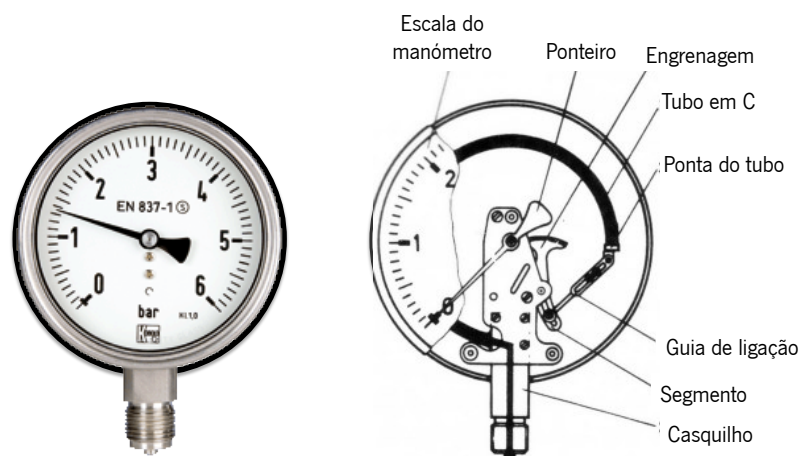


Figura 5.10 – Manómetro de tubo de Bourdon em C e respectiva ilustração (adaptado de Berger (2005)) .

Quanto ao micromanómetro de Betz (Figura 5.11), este consiste num manómetro diferencial de coluna de água, sendo que mede a diferença de pressão diretamente. Basicamente, é um manómetro em tubo, a partir do qual é medido o nível do fluido através de uma escala de vidro graduada em Pascal. Este micromanómetro é provido de um ecrã graduado, no qual é projetada a escala de vidro, de modo a poder ser lida a pressão medida.

Quanto ao princípio de funcionamento deste instrumento, quando é aplicada a pressão total a uma das extremidades do tubo e a pressão estática na outra, pode ser desta forma medida a diferença das pressões, ou seja, a pressão dinâmica de um determinado escoamento (Fernandes, 2010).

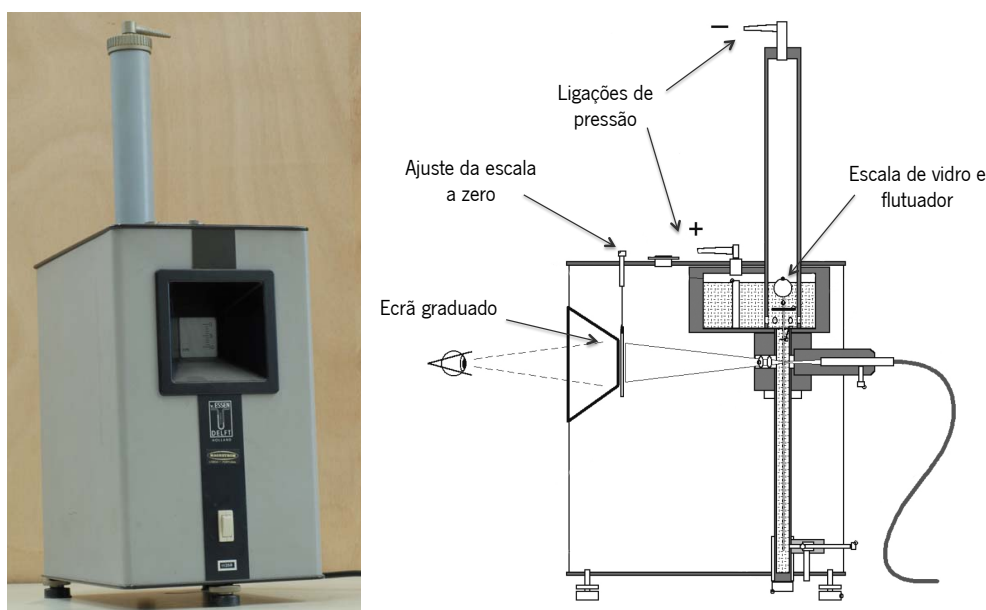


Figura 5.11 –Micromanómetro de Betz e respectiva ilustração (adaptado de Fernandes (2010)).

ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

6.1. Simulações numéricas

As simulações numéricas realizadas dizem respeito aos dois métodos mencionados no Capítulo 3, sendo estes o modelo invíscido e o modelo unidimensional, a partir dos quais se pretende determinar a quantidade de ar arrastado por um jato livre e o caudal de ar presente à saída de uma flauta, respectivamente. Dentro do primeiro modelo estão incluídas três abordagens diferentes: o modelo de Schlichting, a integração das velocidades e o modelo de Beér e Chigier, referido no subcapítulo 2.5.2. No caso do segundo modelo, são apresentados resultados para dois tipos de flauta, a flauta com estabilização aerodinâmica de chama e a flauta convencional.

Posteriormente à obtenção dos resultados, procedeu-se a uma análise paramétrica com o intuito de se melhor compreender a influência da geometria dos modelos considerados, bem como do combustível utilizado, no processo de arrasto de ar. Neste capítulo é apresentada apenas a análise paramétrica relativa ao modelo unidimensional da flauta com estabilização aerodinâmica de chama, pelo que as restantes podem ser consultadas no Anexo C.

De seguida, são apresentados os parâmetros de funcionamento relativos a estes modelos e a posterior simulação destes.

6.1.1. Parâmetros de funcionamento

O ponto de partida para a resolução dos dois modelos numéricos acima referidos prende-se com as características inerentes ao esquentador em questão. Assim, considerou-se um esquentador comum com uma potência térmica de 19 kW, sendo o combustível de operação o gás propano comercial. O conjunto-queimador do esquentador é composto por 12 flautas, tendo, portanto, 12 bicos injectores com as características apresentadas na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Características do esquentador e respectivos injectores.

Potência do esquentador [kW]	Número de injectores	Diâmetro interno de cada injector [mm]	Área do orifício do injector [mm ²]
19	12	0,75	$4,42 \times 10^{-1}$

Depreende-se então, que se torna fundamental para o estudo o conhecimento das características do combustível utilizado. Além do propano procedeu-se a uma análise considerando outros dois combustíveis, o butano e o gás natural, estando as propriedades destes necessárias ao cálculo apresentadas na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 - Propriedades dos gases comerciais a uma temperatura de 20°C e a uma pressão atmosférica (FONTES: Wolfram Alpha, Air Liquide e Pedro Coelho & Costa (2012)).

		Propano	Butano	Gás Natural
Poder calorífico inferior	[MJ/kg]	46,357	45,65	46,58
Massa volúmica	[kg/m ³]	1,873	2,553	0,79
Viscosidade dinâmica	[kg/m.s]	$8,006 \times 10^{-6}$	$7,280 \times 10^{-6}$	$1,090 \times 10^{-5}$

É também de igual importância o conhecimento das características do ar, as quais são apresentadas na Tabela 6.3, para uma temperatura de 20°C e à pressão de 1 atm.

Tabela 6.3 – Características do ar à temperatura de 20°C e pressão de 1 atm (FONTE: Çengel).

Massa volúmica [kg/m ³]	Viscosidade dinâmica [kg/m.s]	Viscosidade cinemática [m ² /s]
1,204	$1,825 \times 10^{-5}$	$1,516 \times 10^{-5}$

6.1.2. Simulação segundo o modelo invíscido

Como referido anteriormente o modelo invíscido foi realizado recorrendo a três abordagens distintas, sendo que duas delas apresentam resultados bastantes aproximados, como se verá de seguida. Contudo, antes da apresentação dos resultados, são apresentadas inicialmente as condições de entrada consideradas para os cálculos relativos a este modelo.

6.1.2.1. Condições de entrada do modelo invíscido

Neste caso, é de grande importância para a realização deste método de estudo o conhecimento da quantidade de combustível injetada em cada flauta. Sendo assim, com os dados apresentados acima, procede-se então à determinação do caudal mássico de combustível admitido pelo conjunto de injetores, o qual depende da potência do esquentador e do poder calorífico inferior (PCI) do combustível, neste caso o gás propano comercial. Assim, o caudal é dado pela seguinte equação:

$$\dot{m}_{total} = \frac{P}{PCI} \quad 6.1$$

Por conseguinte, pode-se determinar o caudal mássico de cada injetor, dividindo o anterior pelo número de injetores existente no conjunto-queimador (N), como se segue:

$$\dot{m}_{inj} = \frac{\dot{m}_{total}}{N} \quad 6.2$$

Uma vez conhecido o valor do caudal mássico de cada injetor, procede-se para o cálculo da velocidade de injeção, o qual é realizado a partir da seguinte equação:

$$U_{inj} = \frac{\dot{m}_{inj}}{\rho_{combustível} A_{inj}} \quad 6.3$$

Por fim, com vista a restrição desta análise ao presente caso de estudo, faz-se a determinação do regime do escoamento, laminar ou turbulento, procedendo ao cálculo do número de Reynolds (Re), em que para:

- $Re < 2100$ \longrightarrow Regime laminar
- $2100 < Re < 4000$ \longrightarrow Regime de transição
- $Re > 4000$ \longrightarrow Regime turbulento

Sendo que o número de Reynolds é determinado recorrendo à seguinte equação:

$$Re = \frac{\rho_{combustível} U_{inj} d_0}{\mu_{combustível}} \quad 6.4$$

Assim, os resultados obtidos a partir das equações acima referidas são apresentados na Tabela 6.4, consoante o combustível considerado.

Tabela 6.4 – Síntese dos valores obtidos pela resolução das equações 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4.

Caudal mássico total [kg/s]	Caudal mássico de cada injetor [kg/s]	Velocidade de injeção [m/s]	Número de Reynolds
$4,0986 \times 10^{-4}$	$3,4155 \times 10^{-5}$	41,28	7243

Sendo o número de Reynolds de 7243, ou seja, superior a 4000, conclui-se, então, que se trata de um escoamento em regime turbulento.

6.1.2.2. Resultados do modelo invíscido

Como referido no Capítulo 3, o modelo invíscido permite o cálculo da quantidade de ar arrastado a uma determinada distância ao orifício do injetor x . Como tal, os resultados que se seguem permitem observar essa quantidade de ar arrastado para um intervalo de x situado entre 0,001 m e 0,04 m. Este factor é comum aos cálculos referentes às três abordagens realizadas.

O modelo de Schlichting rege-se por um processo simples e rápido, visto ser diminuta a quantidade de variáveis consideradas. Dito isto, o caudal volumétrico de ar arrastado por um jato livre pode ser diretamente obtido a partir da equação 3.7, a partir da qual se pode previamente depreender que a variação de caudal não é linear. Uma vez determinado este valor, facilmente se converte o caudal volumétrico em mássico a partir da equação 6.5.

$$\dot{m} = \dot{V} \times \rho \quad \mathbf{6.5}$$

Considerando todos estes factores, os resultados obtidos a partir da abordagem de Schlichting encontram-se resumidos na Tabela 6.5.

Tabela 6.5 – Resumo dos resultados obtidos para o caudal de ar arrastado de acordo com o modelo de Schlichting.

Distância ao orifício	Caudal mássico de ar arrastado	Rácio
[m]	[kg/s]	($\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$)
0,001	$4,2166 \times 10^{-4}$	12,35
0,005	$9,4286 \times 10^{-4}$	27,61
0,010	$1,3334 \times 10^{-3}$	39,04
0,015	$1,6331 \times 10^{-3}$	47,81
0,020	$1,8857 \times 10^{-3}$	55,21
0,025	$2,1083 \times 10^{-3}$	61,73
0,030	$2,3095 \times 10^{-3}$	67,62
0,035	$2,4946 \times 10^{-3}$	73,04
0,040	$2,6668 \times 10^{-3}$	78,08

Da Tabela 6.5, conclui-se que o caudal de ar arrastado por um jato livre aumenta consoante aumenta a distância ao orifício, facto que poderá ser mais facilmente observado na Figura 6.1.

Relativamente tanto à abordagem da integração das velocidades como ao modelo de Beér e Chigier (1983), existe a necessidade de fazer variar y , ou seja, realizar os cálculos para diversas alturas relativamente ao eixo do orifício. Como tal considerou-se que y varia entre 0,001 m e 0,04 m.

A abordagem da integração das velocidades consiste num processo complexo e moroso, como pode ser visto no subcapítulo 3.1.2. Além disso, não permite a obtenção direta do caudal de

ar arrastado, mas sim o caudal da mistura de ar injetado e de ar arrastado. Outro factor a considerar nesta abordagem é que a precisão com que se realiza este cálculo depende diretamente do intervalo de y considerado, em que quanto mais pequeno for esse intervalo maior será a precisão de cálculo.

Assim, a partir das equações apresentadas no subcapítulo 3.1.2, os resultados obtidos para o valor da quantidade de ar arrastado por um jato livre são apresentados na Tabela 6.6.

Tabela 6.6 - Resumo dos resultados obtidos para o caudal de ar arrastado de acordo com a abordagem da integração das velocidades.

Distância ao orifício [m]	Caudal mássico de ar arrastado [kg/s]	Rácio ($\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$)
0,001	$9,0423 \times 10^{-6}$	0,26
0,005	$4,8520 \times 10^{-5}$	1,42
0,010	$1,1231 \times 10^{-4}$	3,29
0,015	$1,6844 \times 10^{-4}$	4,93
0,020	$2,1830 \times 10^{-4}$	6,39
0,025	$2,8773 \times 10^{-4}$	8,42
0,030	$3,4862 \times 10^{-4}$	10,21
0,035	$3,9528 \times 10^{-4}$	11,57
0,040	$4,4994 \times 10^{-4}$	13,17

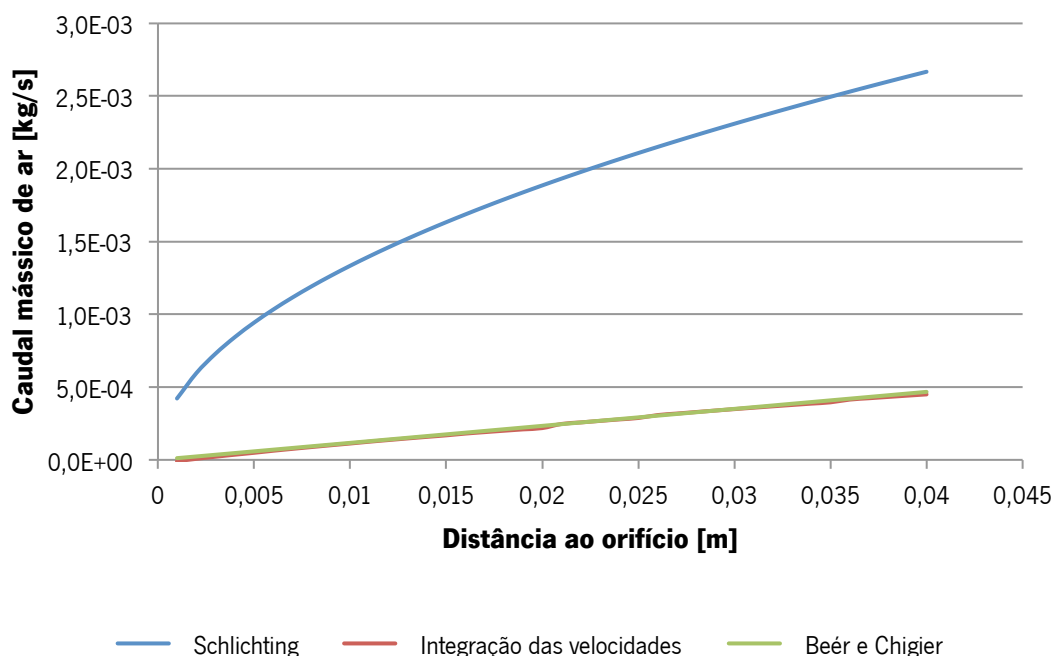
Semelhante ao ocorrido com o modelo de Schlichting, os resultados obtidos utilizando a abordagem da integração das velocidades apresentam o mesmo comportamento, em que o caudal de ar arrastado aumenta com o aumento da distância ao orifício. Contudo, denota-se que estes resultados são significativamente inferiores aos obtidos recorrendo ao modelo de Schlichting, como se pode facilmente observar na Figura 6.1.

Quanto ao modelo de Beér e Chigier, similarmente ao modelo de Schlichting, esta consiste num processo rápido e simples, no qual se obtém o valor do caudal mássico de ar diretamente da equação 2.1. Contudo, esta abordagem é apenas válida para $x/d_{inj} > 18$. Como tal, os resultados obtidos para o caudal mássico de ar recorrendo ao modelo de Beér e Chigier são apresentados na Tabela 6.7, onde estão destacados os valores relativos à região inválida considerada nesta abordagem.

Tabela 6.7 – Resumo dos resultados obtidos para o caudal de ar arrastado de acordo com o modelo de Beér e Chigier.

Distância ao orifício [m]	x/d_0	Caudal mássico de ar arrastado [kg/s]	Rácio ($\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$)
0,001	1,33	$1,1679 \times 10^{-5}$	0,34
0,005	6,67	$5,8396 \times 10^{-5}$	1,71
0,010	13,33	$1,1679 \times 10^{-4}$	3,42
0,015	20,00	$1,7519 \times 10^{-4}$	5,13
0,020	26,67	$2,3358 \times 10^{-4}$	6,84
0,025	33,33	$2,9198 \times 10^{-4}$	8,55
0,030	40,00	$3,5037 \times 10^{-4}$	10,26
0,035	46,67	$4,0877 \times 10^{-4}$	11,97
0,040	53,33	$4,6716 \times 10^{-4}$	13,64

Tal como nas outras abordagens acima mencionadas, no modelo de Beér e Chigier o caudal mássico de ar aumenta consoante o aumento da distância ao orifício. Este facto pode ser melhor observado na Figura 6.1, que se segue, na qual são apresentados graficamente os resultados obtidos para o caudal mássico de ar consoante a abordagem relativa.

**Figura 6.1** – Gráfico do caudal mássico de ar obtido consoante a distância ao orifício de descarga, relativo às três abordagens consideradas.

Da Figura 6.1 depreende-se que ao contrário do que ocorre para o modelo de Schlichting, na integração das velocidades e no modelo de Beér e Chigier, a quantidade de ar arrastado por um jato livre varia aproximadamente linearmente ou mesmo linearmente, respectivamente. Verifica-se, também, que estas duas últimas abordagens apresentam valores muito semelhantes (Figura 6.2), pelo que devem ser as mais confiáveis, uma vez que, além de se confirmarem mutuamente, o modelo de Schlichting apresenta valores bastante mais elevados para o caudal mássico de ar, distanciando-se das outras duas abordagens. Esses valores obtidos pelo método de Schlichting podem, à partida ser descartados, uma vez que, por exemplo, para $x = 0,001$ m a quantidade de ar é já cerca de 12 vezes superior à de combustível.

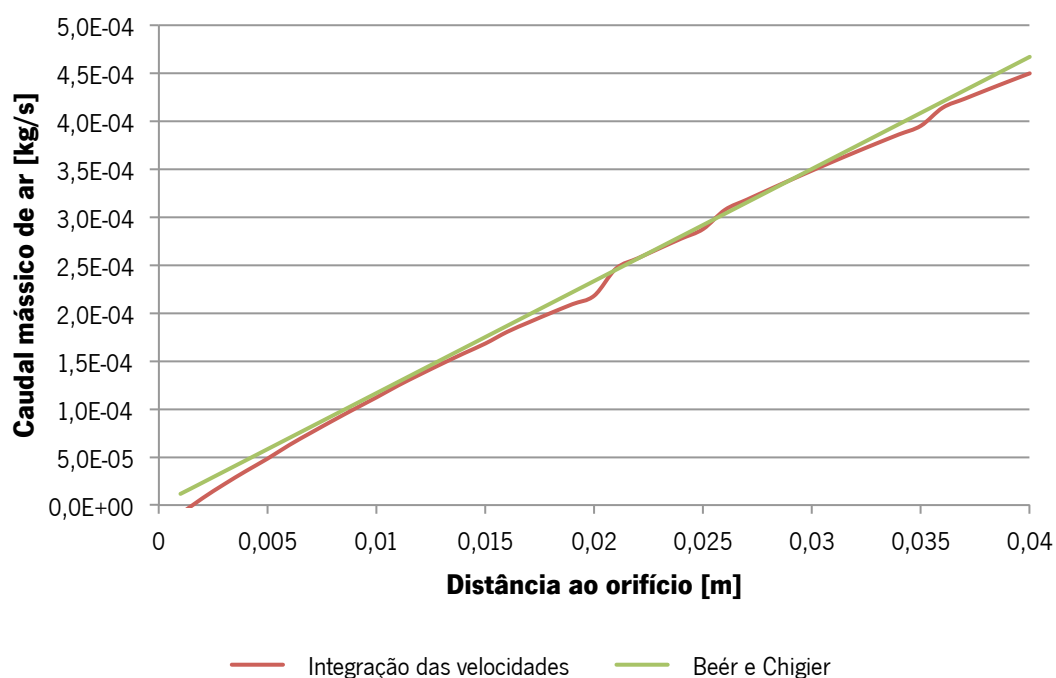


Figura 6.2 - Gráfico comparativo das abordagens da integração das velocidades e segundo Beér e Chigier.

Da Figura 6.2 conclui-se também que, apesar do modelo de Beér e Chigier ser apenas válido para $x/d_{inj} > 18$, os valores obtidos abaixo desta relação podem ser equiparados aos obtidos recorrendo à abordagem da integração das velocidades. De referir que a máxima variação de valores entre estas duas abordagens é de apenas $1,7224 \times 10^{-5}$ kg/s, para a posição $x = 0,04$ m.

6.1.3. Simulação segundo o modelo unidimensional

O modelo unidimensional permite a obtenção do valor do caudal mássico de ar presente à saída de uma flauta, recorrendo às equações da conservação da quantidade de movimento e da energia, como referido no subcapítulo 3.2.2. A partir dessas equações depreende-se que este se trata de um modelo no qual são consideradas as diversas geometrias da flauta. Assim, este modelo de cálculo foi aplicado a uma flauta convencional e a uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama. Dito isto, são apresentadas de seguida as condições de entrada consideradas para a realização das duas simulações e os subsequentes resultados obtidos.

6.1.3.1. Condições de entrada do modelo unidimensional

Os parâmetros de funcionamento considerados para a realização da simulação do modelo unidimensional são os apresentados nas Tabelas 6.1, 6.2 e 6.3. Além destes parâmetros, existe ainda a necessidade de utilizar as condições relativas à injeção de combustível. Assim, considerando como combustíveis o gás propano, o gás butano e o gás natural, os quais requerem injetores de diferentes diâmetros, procedeu-se à resolução das equações 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4, obtendo-se, desta forma, o valor dessas características, estando estas apresentadas na Tabela 6.8.

Tabela 6.8 – Síntese das características relativas à injeção consoante o tipo de combustível.

		Propano	Butano	Gás Natural
Diâmetro do injetor	[mm]	0,75	0,72	1,25
Caudal mássico total	[kg/s]	$4,0986 \times 10^{-4}$	$4,1621 \times 10^{-4}$	$4,0790 \times 10^{-4}$
Caudal mássico de cada injetor	[kg/s]	$3,4155 \times 10^{-5}$	$3,4684 \times 10^{-5}$	$3,3992 \times 10^{-5}$
Velocidade de injeção	[m/s]	41,28	33,37	35,06
Número de Reynolds		7243	8425	4325

Atentando ao subcapítulo 3.2.2, pode-se então observar que os restantes dados necessários relacionam-se diretamente com a geometria da flauta, estando as dimensões consideradas para

efeito de cálculo ilustradas na Figura 6.3, para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama. Como tal, são ainda apresentados na Tabela 6.9 estes mesmos dados, tanto para a flauta convencional como para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

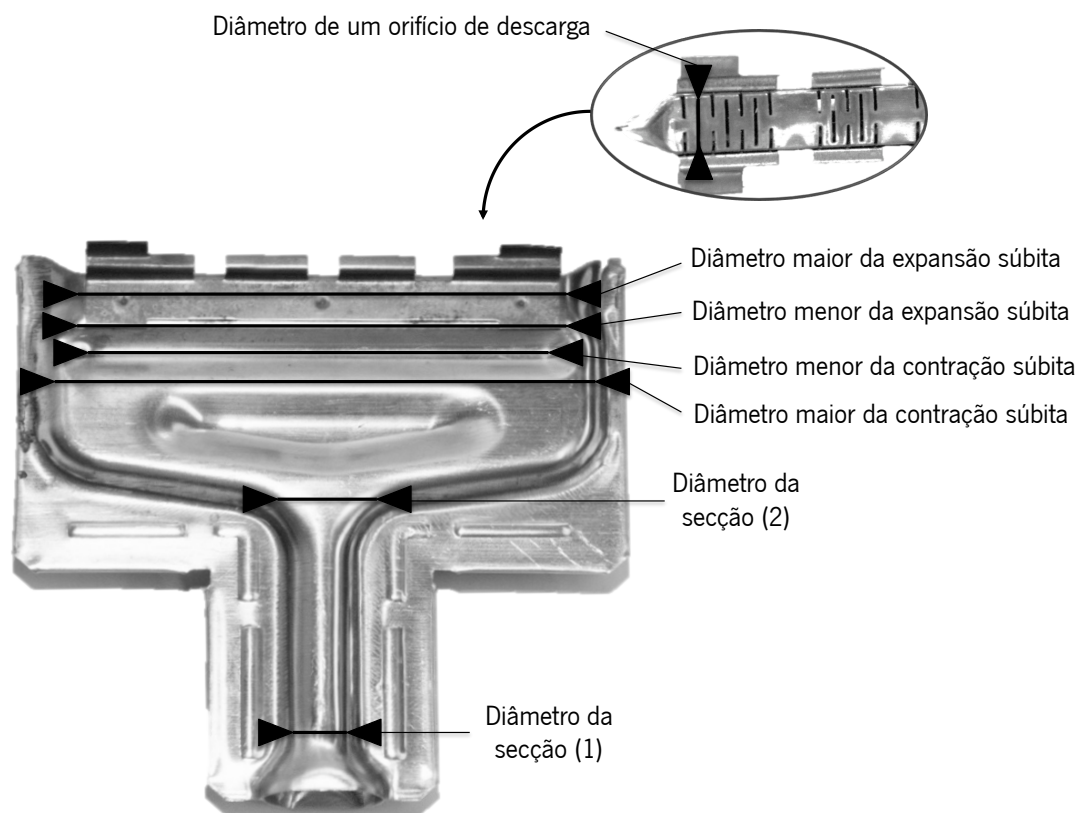


Figura 6.3 – Representação das dimensões consideradas para efeito de cálculo do modelo unidimensional.

Tabela 6.9 – Características geométricas da flauta convencional e da flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

		Flauta convencional	Flauta com estabilização aerodinâmica de chama
Diâmetro da secção (1) (d_1)	[m]	$1,0000 \times 10^{-2}$	$8,0000 \times 10^{-3}$
Diâmetro da secção (2) (d_2)	[m]	$1,6800 \times 10^{-2}$	$1,1200 \times 10^{-2}$
Diâmetro menor da contração súbita (d_{CS})	[m]	$8,8520 \times 10^{-3}$	$7,5077 \times 10^{-3}$
Diâmetro maior da contração súbita (D_{CS})	[m]	$1,8595 \times 10^{-2}$	$1,4596 \times 10^{-2}$
Diâmetro menor da expansão súbita (d_{ES})	[m]	$8,8683 \times 10^{-3}$	$7,5676 \times 10^{-3}$
Diâmetro maior da expansão súbita (D_{ES})	[m]	$1,6773 \times 10^{-2}$	$1,6106 \times 10^{-2}$
Diâmetro hidráulico de um orifício de descarga (d_{orif})	[m]	$2,1123 \times 10^{-3}$	$1,0880 \times 10^{-3}$
Área da secção (1) (A_1)	[m ²]	$7,8540 \times 10^{-5}$	$5,0265 \times 10^{-5}$
Área da secção (2) (A_2)	[m ²]	$2,2167 \times 10^{-4}$	$9,8520 \times 10^{-5}$
Área da contração súbita na secção (3) (A_{CS})	[m ²]	$2,7156 \times 10^{-4}$	$1,6732 \times 10^{-4}$
Área da expansão súbita na secção (3) (A_{ES})	[m ²]	$6,1770 \times 10^{-5}$	$4,4978 \times 10^{-5}$
Área de um orifício de descarga (A_{ESorif})	[m ²]	$3,5042 \times 10^{-6}$	$9,2971 \times 10^{-7}$

Ainda necessários ao cálculo são os factores de correção da energia cinética (α) e da quantidade de movimento (β), o coeficiente de recuperação de pressão (C_p) e os coeficientes de perda de carga relativos à contração e expansão súbitas e aos cotovelos, cujos valores são apresentados na Tabela 6.10.

Tabela 6.10 – Factores e coeficientes necessários ao cálculo do método unidimensional.

	Flauta convencional	Flauta com estabilização aerodinâmica de chama
Factor de correção da energia cinética (α)	1,0673	1,0673
Factor de correção da quantidade de movimento (β)	1,0236	1,0236
Coeficiente de recuperação de pressão (C_p)	-0,9334	-0,7895
Coeficiente de perda de carga da contração súbita (K_{CS})	0,3248	0,3089
Coeficiente de perda de carga da expansão súbita (K_{ES})	0,5190	0,6072
Coeficiente de perda de carga do cotovelo 1 (K_{cot1})	-	0,1433
Coeficiente de perda de carga do cotovelo 2 (K_{cot2})	-	0,1360

6.1.3.2. Resultados para a flauta convencional

Considerando, então, as condições de entrada acima referidas, resolve-se a equação 3.35 através de iterações, uma vez que o termo do caudal mássico de ar, o qual se pretende obter, está presente em ambos os membros da equação. No presente caso, as iterações foram realizadas recorrendo a folhas de cálculo do *software Microsoft Excel* e a um programa de linguagem computacional no *software Fortran*, cujo código de programação pode ser consultado no Anexo B. Dito isto, para a simulação numérica com a flauta convencional procedeu-se ao cálculo da quantidade de ar presente à sua saída para o três tipos de combustíveis mencionados na Tabela 6.8. Desta forma, os resultados obtidos são os apresentados na Tabela 6.11, na qual se pode também observar os valores obtidos para o caudal mássico de ar sem considerar as perdas de carga existentes ao longo de toda a geometria da flauta.

Tabela 6.11 – Resultados obtidos para o cálculo do caudal mássico de ar da flauta convencional.

	Caudal mássico de ar (\dot{m}_{ar})		Rácio	
	[kg/s]		($\dot{m}_{ar} / \dot{m}_{comb.}$)	
	Com perdas de carga	Sem perdas de carga	Com perdas de carga	Sem perdas de carga
Propano	$4,3619 \times 10^{-4}$	$4,9674 \times 10^{-4}$	12,77	14,54
Butano	$3,9385 \times 10^{-4}$	$4,5614 \times 10^{-4}$	11,36	13,15
Gás natural	$3,7680 \times 10^{-4}$	$4,4032 \times 10^{-4}$	11,09	12,95

A partir da Tabela 6.11, pode-se concluir que a quantidade de ar presente à saída da flauta convencional é maior utilizando o propano como combustível, considerando as propriedades dos combustíveis previamente definidas. Além disso, para qualquer um dos combustíveis utilizados para efeito de cálculo, verifica-se que o caudal mássico de ar é menor quando são consideradas as perdas de carga, como seria de esperar.

De acordo com o fabricante da flauta em questão, o valor teórico do coeficiente de excesso de ar (λ), definido pela equação 1.2, é de 0,7. Em jeito de comparação com o modelo acima calculado, foram determinados os coeficientes de excesso de ar para este consoante o tipo de combustível, sendo estes apresentados na Tabela 6.12.

Tabela 6.12 – Coeficientes de excesso de ar obtidos consoante o tipo de combustível.

	$(\dot{m}_{ar} / \dot{m}_{comb.})_{esteq.}$	$\dot{m}_{ar} / \dot{m}_{comb.}$	λ
Propano	15,65	12,77	0,816
Butano	15,5	11,36	0,733
Gás natural	17,2	11,09	0,645

Como se pode observar a partir da Tabela 6.12, os valores dos coeficientes de excesso de ar assemelham-se ao definido pelo fabricante. Assim sendo, o modelo unidimensional criado relativamente a uma flauta convencional pode ser, desta forma, validado.

6.1.3.3. Resultados para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama

Relativamente ao cálculo da quantidade de ar presente à saída de uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama, este foi feito recorrendo à equação 3.35, considerando que a perda de carga ΔH_{23} envolve as perdas devidas aos cotovelos, como demonstrado na equação 3.41, sendo que a geometria desta flauta é diferente da considerada para a flauta convencional. Os cálculos foram, então, feitos considerando as características da flauta apresentadas nas Tabelas 6.8, 6.9 e 6.10. Para efeito de cálculo considerou-se apenas o gás propano como combustível. Assim os resultados obtidos são os representados na Tabela 6.13, quer considerando as perdas de carga quer não.

Tabela 6.13 – Resultados obtidos para o cálculo do caudal mássico de ar da flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

	Caudal mássico de ar (\dot{m}_{ar}) [kg/s]		Rácio ($\dot{m}_{ar} / \dot{m}_{comb.}$)	
	Com perdas de carga	Sem perdas de carga	Com perdas de carga	Sem perdas de carga
Propano	$3,2134 \times 10^{-4}$	$3,9235 \times 10^{-4}$	9,41	11,49

Dos resultados obtidos, pode-se concluir que considerando a existência de perdas de carga, o valor do caudal mássico de ar diminui bastante, tal como esperado.

Comparativamente à flauta convencional verifica-se que esta última tem a capacidade de arrastar uma maior quantidade de ar, sendo, por isso, a mistura ar-combustível mais pobre nesse caso.

6.1.3.4. Análise paramétrica do modelo unidimensional

Como referido anteriormente, para realizar a análise paramétrica do modelo unidimensional, procedeu-se à variação das diversas dimensões geométricas da flauta com estabilização aerodinâmica de chama, nomeadamente os diâmetros do injetor, da garganta, do difusor, do orifício, e o das contração e expansão súbitas.

Quanto à variação do diâmetro do injetor, fez-se variar este entre 0,35 mm e 1,25 mm, estando os resultados representados na Figura 6.4.

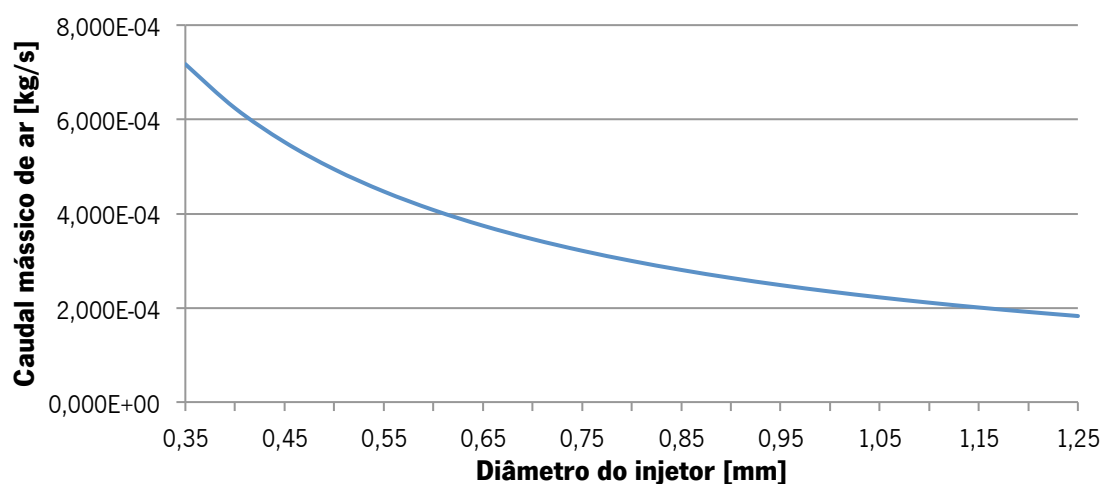


Figura 6.4 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o diâmetro do injetor.

A partir da Figura 6.4, depreende-se que, para o caso do gás propano, quanto menor for o diâmetro do injetor, maior será a quantidade de ar presente à saída da flauta.

Relativamente aos restantes diâmetros acima considerados para a análise paramétrica, procedeu-se à variação destes provocando tanto um incremento como um decréscimo percentuais destes, entre 10% e 40%,

Como tal, os resultados adquiridos a partir do incremento são os representados na Figura 6.5.

Relativamente à Figura 6.5, depreende-se que o caudal mássico de ar varia em grande escala com a variação do diâmetro da garganta. Contudo, em relação à variação dos restantes diâmetros denota-se que o caudal varia em muito pequena escala, sendo que, à exceção da variação do diâmetro do difusor, o caudal aumenta. Seria de esperar que, fazendo variar o diâmetro do orifício, o valor do caudal sofresse uma variação mais acentuada, uma vez que a dimensão de do orifício irá condicionar a velocidade do escoamento à saída da flauta e, consequentemente, o arrasto de ar secundário. Relativamente à variação do diâmetro da contração súbita presente na secção (3) da flauta, verifica-se que este praticamente não influencia o caudal mássico de ar.

Quanto aos resultados obtidos a partir do decréscimo dos diâmetros acima considerados, os valores estão representados na Figura 6.6, na qual se pode verificar o comportamento inverso ao verificado procedendo ao incremento dos diâmetros.

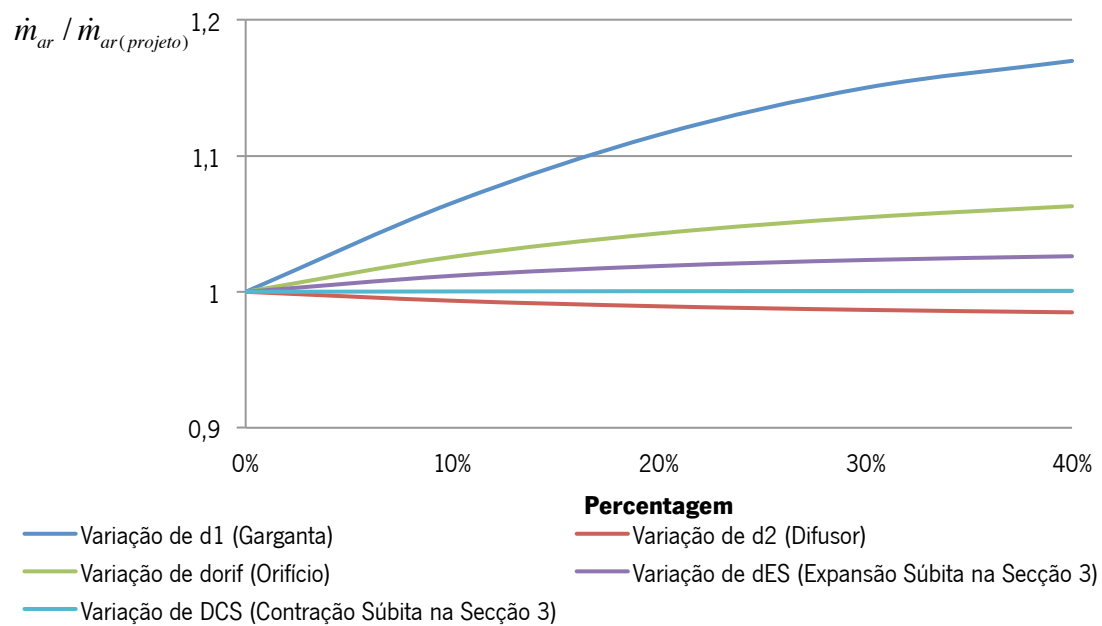


Figura 6.5 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o incremento percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta, em que \dot{m}_{ar} é o caudal obtido após a variação de um determinado diâmetro e $\dot{m}_{ar(projeto)}$ é o caudal anteriormente obtido (Tabela 6.13).

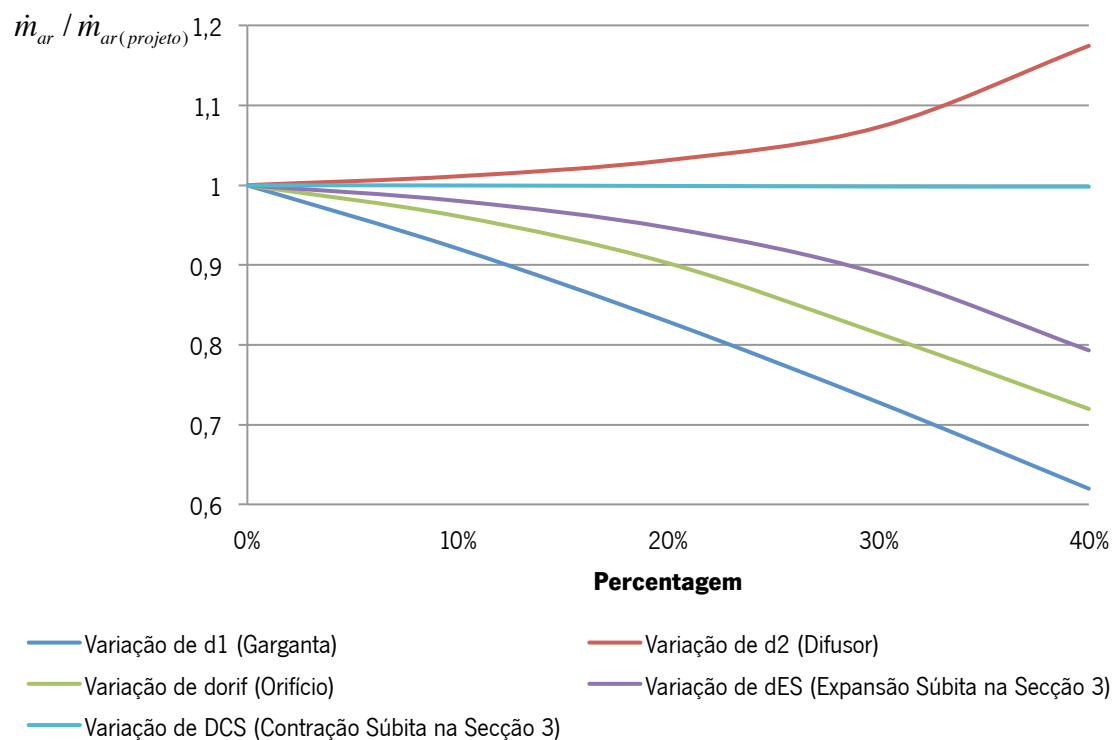


Figura 6.6 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o decréscimo percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta, em que \dot{m}_{ar} é o caudal obtido após a variação de um determinado diâmetro e $\dot{m}_{ar(projeto)}$ é o caudal anteriormente obtido (Tabela 6.13).

Esta análise paramétrica do modelo unidimensional foi também realizada para a flauta convencional. No entanto, sendo os resultados bastante semelhantes aos observados na flauta com estabilização aerodinâmica de chama, estes encontram-se dispostos em anexo (Anexo C) para consulta.

6.2. Simulações experimentais

As simulações experimentais foram realizadas com o intuito de se determinar, o caudal de ar presente à saída de uma tubeira e de uma flauta, com vista à comprovação dos resultados obtidos a partir das simulações numéricas, recorrendo à técnica LDA para leitura das velocidades à saída dos dois equipamentos. De seguida, são, então, apresentados os ensaios realizados com a tubeira e com a flauta, sendo em cada um destes determinadas também as condições de entrada consideradas.

6.2.1. Ensaio com a tubeira

Como referido no subcapítulo 4.2, o ensaio com a tubeira foi realizado com o intuito de conseguir uma melhor percepção do fenómeno de arrasto de ar num tubo venturi. O ensaio foi, então, realizado com três comprimentos diferentes de gargantas: um tubo apenas de enchimento, um tubo de 0,1 m e outro de 0,2 m.

Com vista a confirmação dos resultados obtidos no ensaio com a tubeira, procedeu-se, posteriormente, a uma simulação numérica computacional, utilizando um *software* de Dinâmica Computacional de Fluidos (CFD) denominado *Ansys Fluent*, no qual se fez a simulação do escoamento presente no interior de um tubo Venturi, fazendo variar o comprimento da garganta. Os comprimentos simulados foram de 0,01 m e 0,03 m. Os resultados obtidos a partir desta simulação em CFD podem ser consultados no Anexo D.

6.2.1.1. Condições de entrada do ensaio com a tubeira

No caso do ensaio com a tubeira os parâmetros considerados para o cálculo da quantidade de ar arrastado pelo jato estão relacionados com as condições de injeção de ar e do ar ambiente.

Dito isto, os parâmetros relativos ao injetor são determinados a partir do cálculo do caudal volumétrico de ar injetado recorrendo à equação 5.5, na qual são consideradas as condições de referência do rotâmetro, a partir das quais se determina as condições da medição. Como tal, essas condições são apresentadas na Tabela 6.14, bem como o caudal volumétrico medido pelo rotâmetro.

Tabela 6.14 – Condições de medição do caudal volumétrico de ar face às condições de referência do rotâmetro para $T = 20^{\circ}\text{C}$.

	Pressão absoluta [bar]	Percentagem de caudal medido [%]	Caudal volumétrico [m ³ /s]
Condições de referência do rotâmetro	4	100	$5,444 \times 10^{-4}$
Medição	3	30	$1,886 \times 10^{-4}$

Depois de determinado ao caudal volumétrico procede-se à determinação do caudal mássico à saída do injetor recorrendo à seguinte equação:

$$\dot{m} = \dot{V} \times \rho \quad 6.6$$

onde \dot{V} representa o caudal volumétrico lido pelo rotâmetro.

Uma vez conhecido o valor do caudal mássico do injetor, procede-se para o cálculo da velocidade de injeção, o qual é realizado a partir equação 6.3.

Por fim, prossegue-se com a determinação do regime do escoamento, laminar ou turbulento, procedendo ao cálculo do número de Reynolds (Re), recorrendo à equação 6.4.

Desta feita, os parâmetros de funcionamento relativos à injeção são apresentados na Tabela 6.15.

Tabela 6.15 – Parâmetros de funcionamento relativos à injeção no ensaio com a tubeira.

Diâmetro do injetor [m]	Área do orifício [m ²]	Caudal mássico de ar injetado [kg/s]	Velocidade à saída do injetor [m/s]	Número de Reynolds
2×10^{-3}	$3,1416 \times 10^{-6}$	$6,7232 \times 10^{-4}$	177,75	69438

Como se pode verificar, o número de Reynolds é de 69438, ou seja, bastante superior a 4000, concluindo-se, então, que se trata de um escoamento em regime turbulento.

Visto a pressão ser agora de 3 bar, as propriedades do ar à temperatura de 20°C são as representadas na Tabela 6.16.

Tabela 6.16 – Características do ar à temperatura de 20°C e pressão de 3 bar (FONTE: Wolfram Alpha).

Massa volúmica [kg/m³]	Viscosidade dinâmica [kg/m.s]	Viscosidade cinemática [m²/s]
3,565	$1,825 \times 10^{-5}$	$5,120 \times 10^{-5}$

6.2.1.2. *Resultados relativos ao ensaio com tubeiras*

Para a realização do ensaio com a tubeira procedeu-se à determinação das velocidades do escoamento à saída da garganta da tubeira recorrendo à técnica LDA. Sabendo estas velocidades, o cálculo do caudal mássico de ar arrastado foi feito recorrendo à abordagem da integração das velocidades, como referido no subcapítulo 3.1.2, a partir da equação 3.11.

Como referido anteriormente o ensaio foi realizado para diferentes comprimentos da tubeira, sendo que um ensaio foi feito com um tubo de enchimento para o bocal e para outros dois tubos de comprimentos de 0,1 m e 0,2 m. Desta feita, para as condições de entrada referidas nas Tabelas 6.15 e 6.16, o perfil de velocidades obtido para cada tubeira está representado nas Figuras 6.7, 6.8 e 6.9.

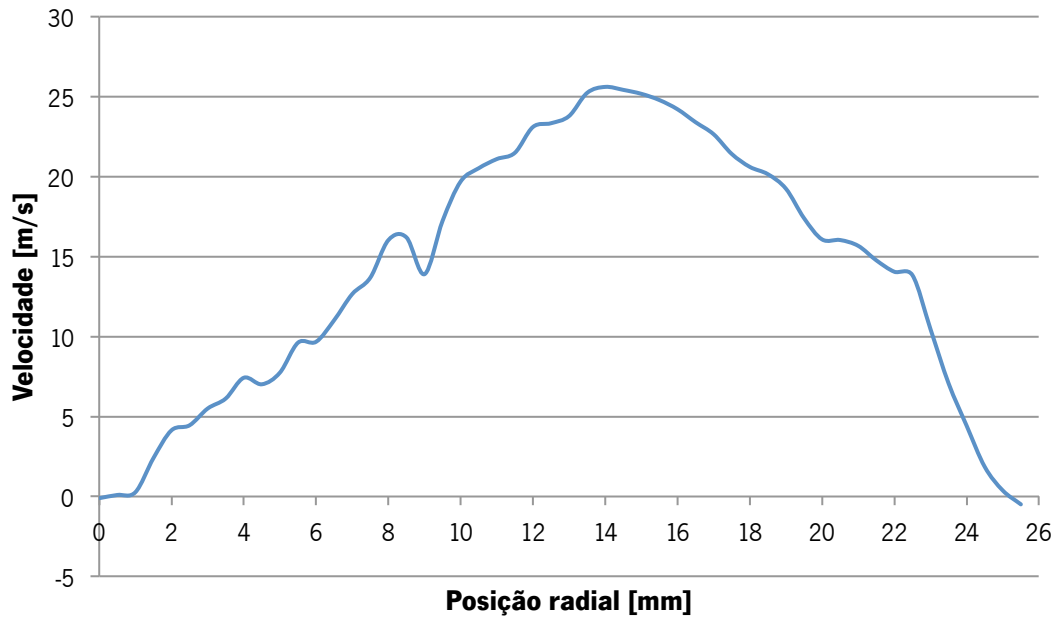


Figura 6.7 – Gráfico do perfil de velocidades à saída da tubeira de bocal com tubo de enchimento.

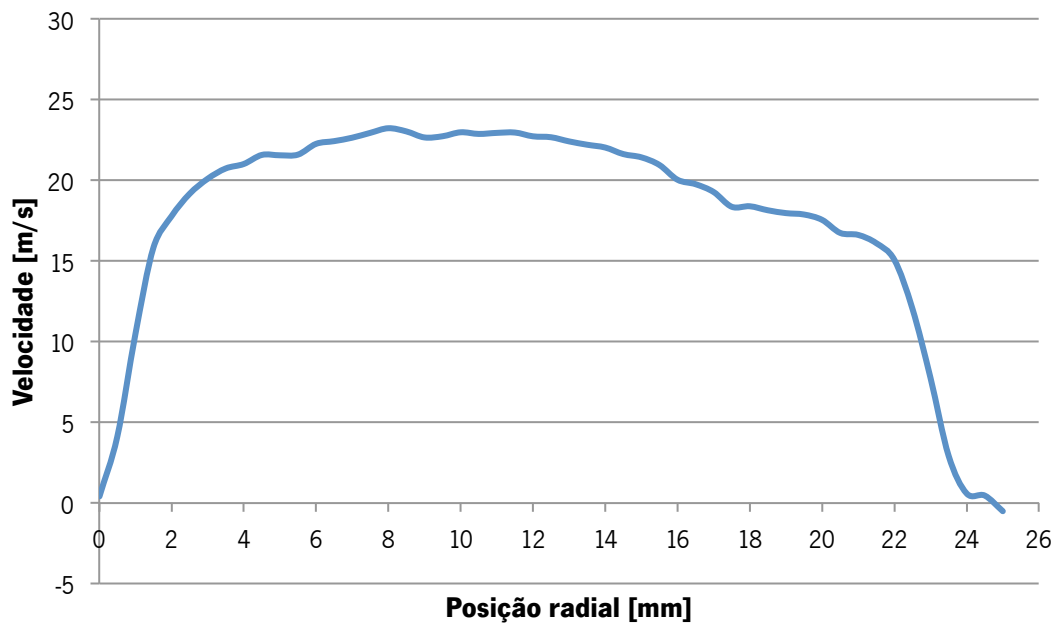


Figura 6.8 – Gráfico do perfil de velocidades à saída da tubeira com tubo de 0,1 m de comprimento.

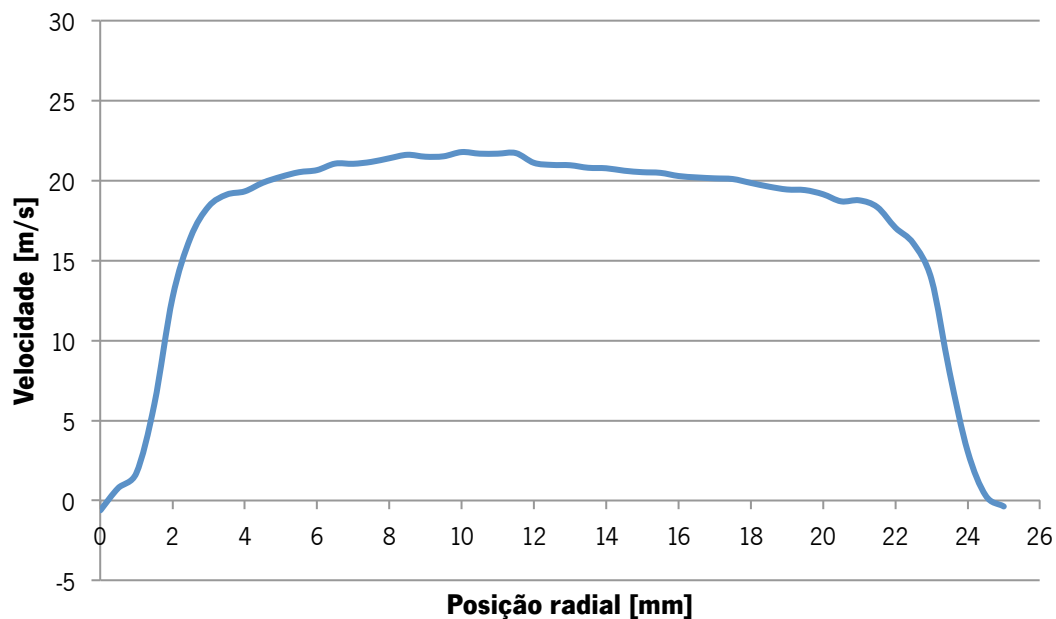


Figura 6.9 - Gráfico do perfil de velocidades à saída da tubeira com tubo de 0,2 m de comprimento.

A partir destes gráficos depreende-se que a velocidade apresenta valores mais constantes ao longo da posição radial com o aumento do comprimento da tubeira. Observa-se também que nas posições mais afastadas do centro da tubeira, ou seja, nas posições perto das paredes da tubeira, o valor da velocidade decresce substancialmente podendo mesmo atingir valores negativos, fenómeno que se deverá à entrada de ar em contracorrente para o interior da tubeira devido à turbulência criada nestas zonas.

De referir, ainda, que a velocidade máxima foi obtida para o caso da tubeira com tubo de enchimento, facto este que se deverá ao aumento das perdas de carga nos tubos maiores.

Uma vez determinadas estas velocidades procedeu-se à integração destas através da equação 3.11, com vista à obtenção do caudal volumétrico de ar arrastado. A partir da equação 6.5 converte-se esse caudal volumétrico em mássico. Como tal, os valores obtidos para os diferentes comprimentos da tubeira são apresentados na Tabela 6.17.

A partir dos valores obtidos, pode-se observar que a tubeira com tubo de enchimento é a que arrasta uma menor quantidade de ar, sendo que a que apresenta um valor mais elevado é a tubeira com 0,1 m de comprimento. Daqui se pode concluir que existe um comprimento ideal, para o qual a quantidade de ar arrastado é máxima. Aplicando ao caso do tubo venturi, existe um comprimento ideal da garganta, de modo a que este seja capaz de arrastar a quantidade de ar necessária.

Tabela 6.17 – Valores obtidos para o caudal volumétrico e mássico de ar arrastado.

	Caudal volumétrico de ar arrastado [m ³ /s]	Caudal mássico de ar arrastado [kg/s]	Rácio $\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{injectado}$
Tubeira com tubo de enchimento	$9,3694 \times 10^{-3}$	$1,1281 \times 10^{-2}$	15,78
Tubeira com tubo de 0,1 m	$1,0235 \times 10^{-2}$	$1,2323 \times 10^{-2}$	17,33
Tubeira com tubo de 0,2 m	$9,8880 \times 10^{-3}$	$1,1905 \times 10^{-2}$	16,71

Além da determinação do caudal mássico de ar arrastado das tubeiras, procedeu-se ainda à medição das depressões criadas pela contração presente ao nível do bocal. Para tal recorreu-se a um micromanómetro de Betz, sendo que os resultados obtidos estão apresentados na Tabela 6.18.

Tabela 6.18 – Pressões medidas no bocal da tubeira.

	Pressão [Pa]
Tubeira com tubo de enchimento	-55
Tubeira com tubo de 0,1 m	-143
Tubeira com tubo de 0,2 m	-110

A partir da Tabela 6.18, pode-se concluir que a depressão é maior para a tubeira com tubo de 100 mm.

A partir da simulação em CFD (Anexo D), conclui-se também que consoante aumenta o comprimento da garganta do tubo venturi, diminui o valor da depressão e da quantidade de ar arrastado. Assim se demonstra que o comprimento da garganta de um tubo venturi terá um valor ideal, para o qual a quantidade de ar arrastada é máxima.

6.2.2. Ensaio com a flauta com estabilização aerodinâmica de chama

Com o intuito de se comprovar os resultados obtidos a partir do modelo unidimensional, procedeu-se a um ensaio com a flauta com estabilização aerodinâmica de chama, recorrendo à técnica LDA para determinação das velocidades de ar à saída da flauta, para diferentes distâncias aos orifícios de descarga. Uma vez determinadas estas velocidades, procedeu-se ao cálculo do caudal mássico de ar a partir da abordagem da integração das velocidades, recorrendo à equação que se segue:

$$\dot{V}_{[(x-i),x]} = \frac{V_z(x-i) + V_z(x)}{2} \times \Delta x \times \Delta y \quad 6.7$$

Como tal de seguida são apresentadas as condições de entrada consideradas para a realização deste ensaio, bem como os resultados obtidos. Para uma melhor compreensão destes dados são também apresentados gráficos tridimensionais relativos ao perfil de velocidades, realizados com o *software Surfer*.

6.2.2.1. Condições de entrada do ensaio com a flauta

Mais uma vez, as condições de entrada a considerar dizem respeito ao sistema de injeção, as quais são apresentadas a seguir nas Tabelas 6.19 e 6.20, sendo que a primeira diz respeito ao caudal medido no rotâmetro tendo em consideração as suas condições de referência.

Tabela 6.19 – Medição do caudal volumétrico de ar pelo rotâmetro para T = 20°C.

	Pressão absoluta [bar]	Percentagem de caudal medido [%]	Caudal volumétrico [m ³ /s]
Condições de referência do rotâmetro	1,013	100	2,6389 × 10 ⁻⁵
Medição	1,4	80	1,7842 × 10 ⁻⁵

Tabela 6.20 – Parâmetros de funcionamento relativos à injeção no ensaio com a flauta.

Diâmetro do injetor	Massa volúmica	Caudal mássico de ar injetado
[m]	[kg/m³]	[kg/s]
$0,75 \times 10^{-3}$	1,664	$2,9689 \times 10^{-5}$

Além destas condições, importa ainda referir que a cabeça da flauta, onde se situam os orifícios de descarga da mistura, tem um comprimento de 0,068 m e uma largura de 0,0098 m.

6.2.2.2. Resultados relativos ao ensaio com a flauta

Como referido no subcapítulo 4.1, o ensaio foi realizado para apenas um quarto da flauta, visto se observar a simetria tanto na geometria como no perfil de velocidades, previamente determinado. Desta feita, procedeu-se primeiramente à determinação do perfil de velocidades para diferentes distâncias ao orifício (z): 5 mm, 10 mm e 25 mm. Não foi realizado o ensaio para uma distância menor devido à existência dos estabilizadores aerodinâmicos de chama, os quais impossibilitam a leitura a partir da técnica LDA. O ensaio foi ainda realizado para várias posições da secção transversal da flauta (y) relativamente ao seu eixo (0 mm, 1,5 mm, 3 mm, 4,5 mm e 6 mm) e para diversas posições da secção longitudinal, sendo o intervalo entre estas de 2 mm. Posteriormente, são então apresentados os resultados obtidos relativos tanto às velocidades como aos caudais.

Assim para uma distância ao orifício de descarga $z = 5$ mm obtém-se os resultados apresentados nas Figuras 6.10 e 6.11.

A partir destas duas representações gráficas relativas a uma distância aos orifícios de descarga $z = 5$ mm, facilmente se pode visualizar a existência de quatro zonas distintas. Este facto deve-se à geometria da cabeça da flauta, na qual os orifícios são dispostos em quatro grupos separados por uma zona, com cerca de 6 mm, onde não existem orifícios. Explica-se assim as diminuições de velocidades apresentadas nas Figuras 6.10 e 6.11.

Das figuras, verifica-se que a velocidade máxima ocorre para a posição transversal $y = 3$ mm e para a longitudinal $x = 8$ mm, com o valor de 1,41 m/s. De igual modo, a velocidade mínima ocorre para $y = 0$ mm e $x = 18$ mm, com um valor de -0,12 m/s. Assim, a diferença entre estas

duas velocidades, máxima e mínima, é de 1,53 m/s. A existência de velocidades negativas, prende-se com o fenómeno de turbulência criado à saída da flauta, o qual poderá provocar a ocorrência de escoamentos em contracorrente.

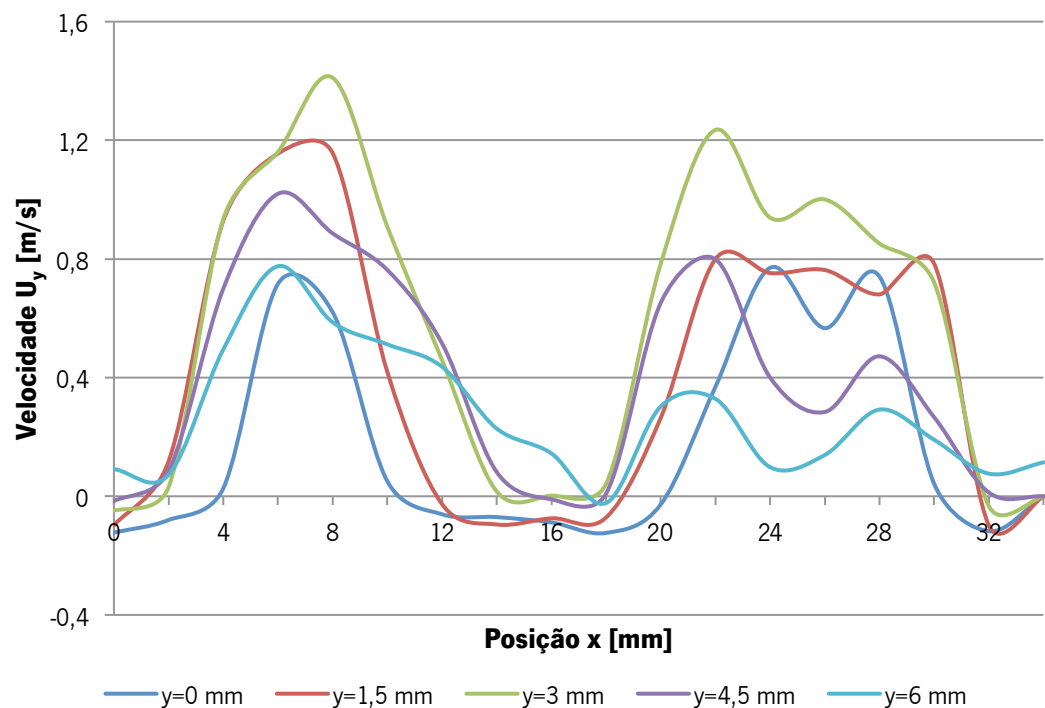


Figura 6.10 – Gráfico do perfil de velocidades para $z = 5$ mm para um quarto da flauta.

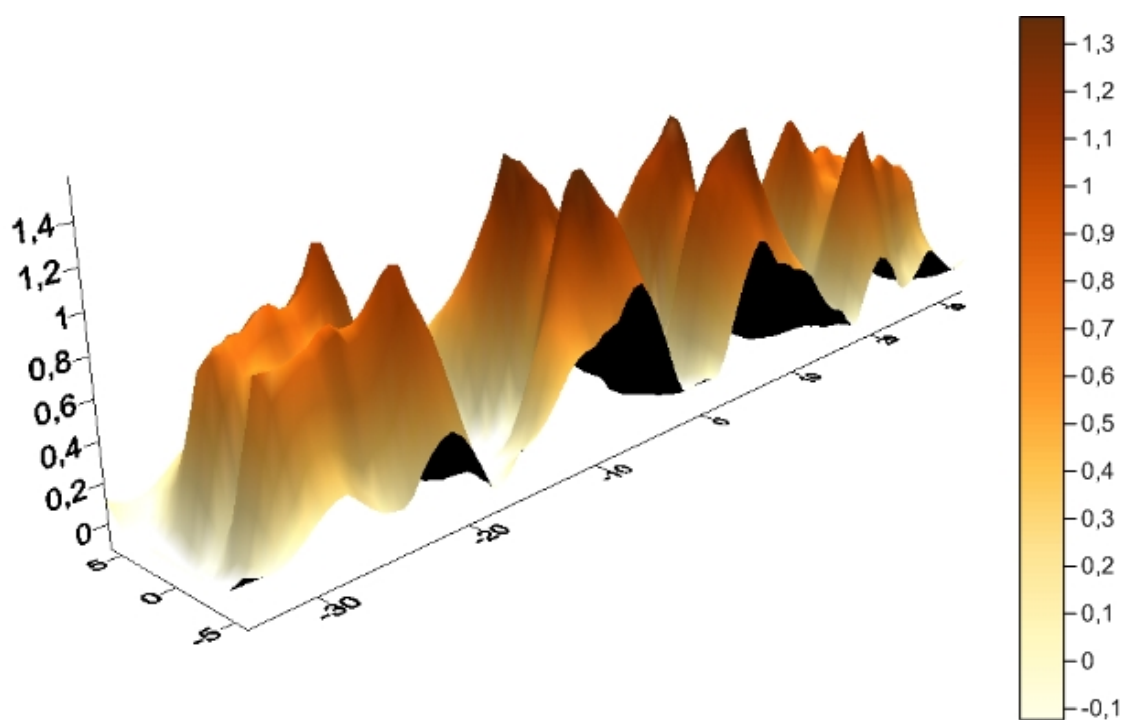


Figura 6.11 – Gráfico tridimensional do perfil de velocidades para $z = 5$ mm, recorrendo ao *Surfer*.

Depreende-se, também, a partir das figuras, que as velocidades, no geral, são maiores nas posições longitudinais relativas aos dois grupos centrais de orifícios de descarga. Este fenómeno deverá ocorrer devido a duas situações. Primeiramente, como o bocal da flauta se encontra no eixo geométrico vertical da flauta, a mistura é emitida diretamente para estas zonas centrais sem sofrer grandes desvios de direção. Em segundo lugar, poderá dever-se à existência de uma zona de contração, localizada imediatamente a jusante do difusor do tubo venturi, provocando assim o aumento da velocidade da mistura aquando da sua passagem por esta zona de contração.

Verifica-se também que as velocidades mais elevadas obtidas dizem respeito à posição transversal $y = 3 \text{ mm}$, pelo que diminuem gradualmente nas posições transversais subjacentes a esta.

Prosseguindo, para a distância aos orifícios de descarga $z = 10 \text{ mm}$ obtém-se os resultados apresentados nas Figuras 6.12 e 6.13.

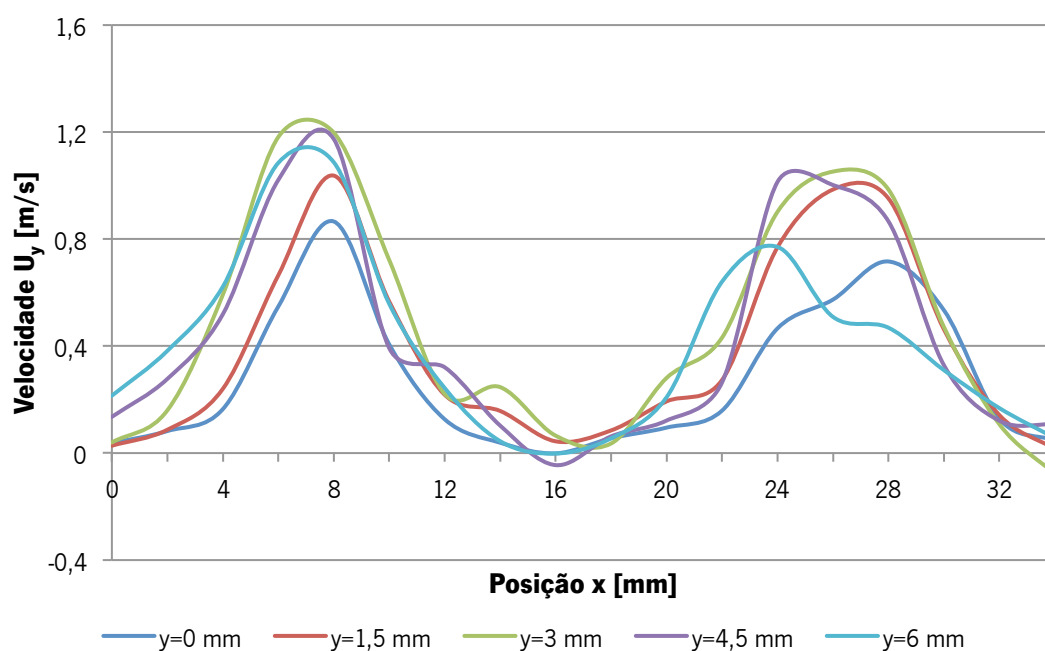


Figura 6.12 – Gráfico do perfil de velocidades para $z = 10 \text{ mm}$ para um quarto da flauta.

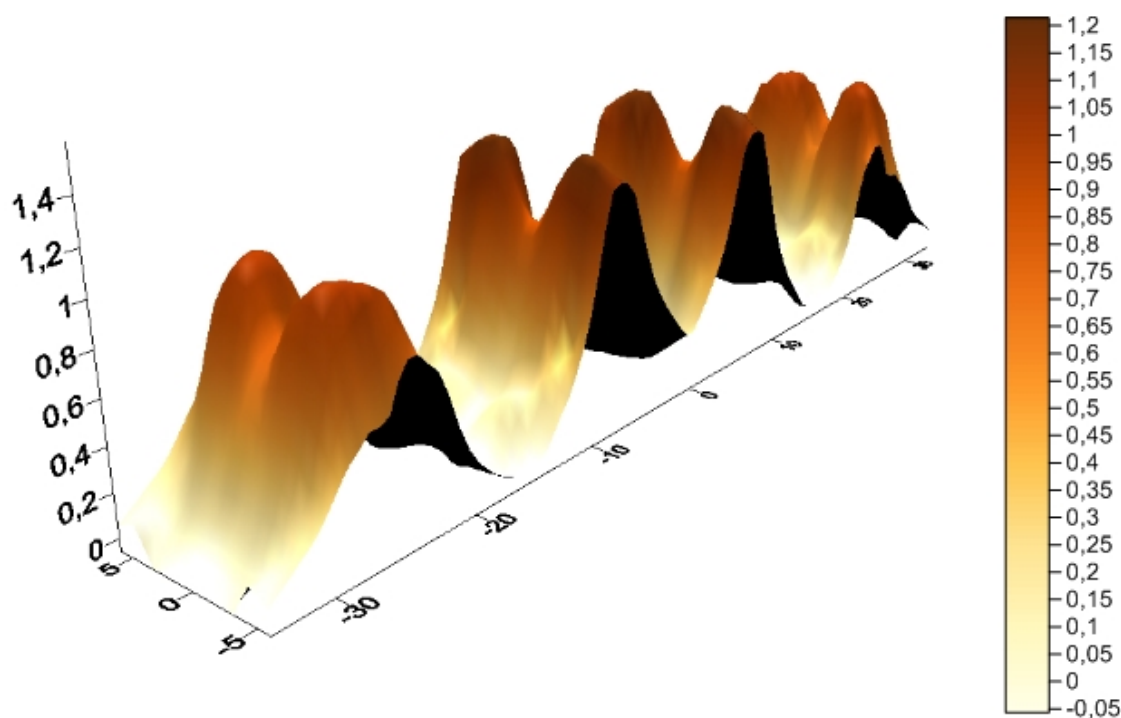


Figura 6.13 – Gráfico tridimensional do perfil de velocidades para $z = 10$ mm, recorrendo ao *Surfer*.

A partir das Figuras 6.12 e 6.13, verifica-se agora que a velocidade máxima passou de cerca de 1,41 m/s para 1,19 m/s, o que comprova o facto de a velocidade do escoamento diminuir consoante este se afasta dos orifícios de descarga. Relativamente à velocidade mínima, esta é agora de -0,045, um valor superior ao obtido para $z = 5$ mm. Assim a diferença entre a velocidade máxima e a mínima é agora de 1,24 m/s, ou seja, menor que a obtida para $z = 5$ mm, em que esta diferença era de 1,53 m/s. Este facto, comprova que o perfil de velocidades se torna mais constante consoante aumenta a distância ao orifício de descarga.

A partir da Figura 6.13, pode-se ainda realçar que o perfil é agora mais constante relativamente ao anterior, ou seja, para as diversas posições da secção transversal não existe uma diferença tão acentuada quanto a verificada para $z = 5$ mm. De verificar agora que o perfil de velocidades das posições transversais subjacentes a $y = 3$ mm são agora mais próximos dos verificados nessa posição.

Por último, são apresentados de seguida os resultados relativos à distância ao orifício de descarga $z = 25$ mm (Figuras 6.14 e 6.15).

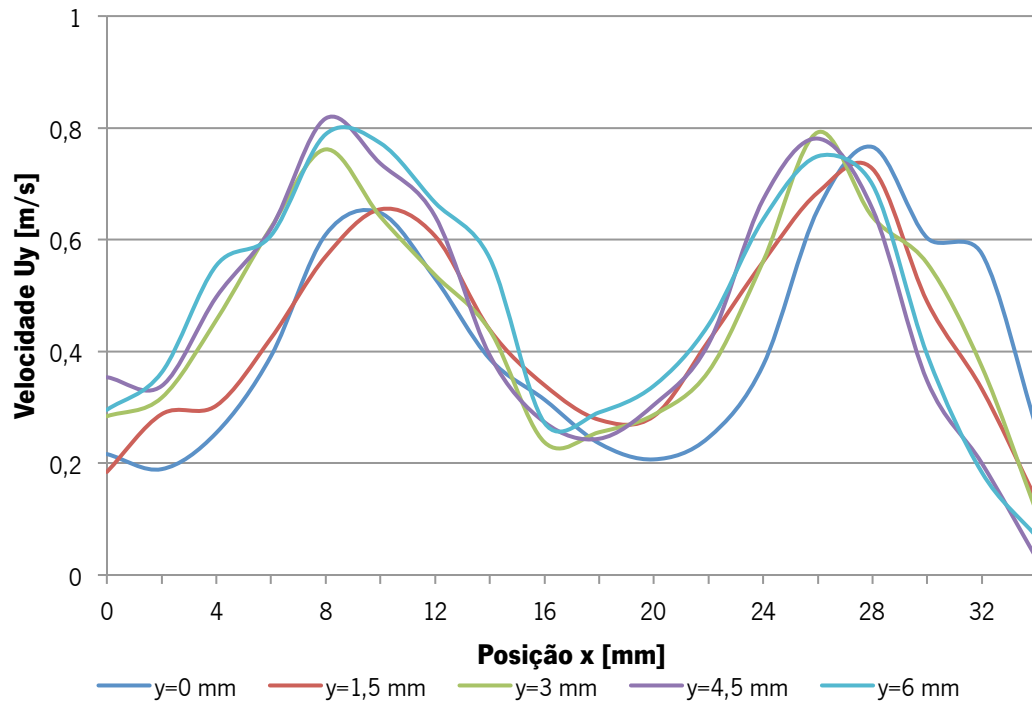


Figura 6.14 - Gráfico do perfil de velocidades para $z = 25$ mm para um quarto da flauta.

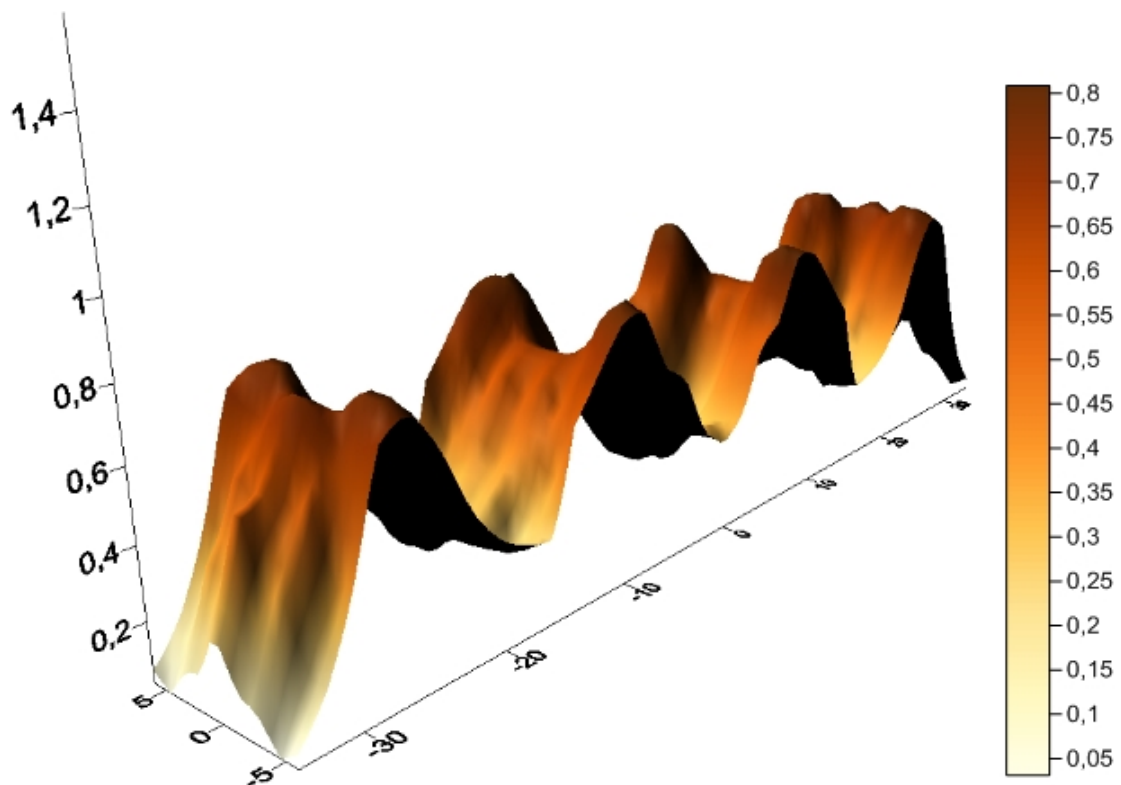


Figura 6.15 – Gráfico tridimensional do perfil de velocidades para $z = 25$ mm, recorrendo ao *Surfer*.

Verifica-se, agora, que para $z = 25$ mm, as velocidades máximas são inferiores dos que as observadas nas demais posições de z , o que comprova, mais uma vez, a diminuição da

velocidade com o aumento da distância aos orifícios de descarga. Assim, a velocidade máxima é agora de 0,82 m/s para $y = 4,5$ mm e $x = 8$ mm. De igual modo, a velocidade mínima é agora de 0,03 para $y = 4,5$ mm e $x = 34$ mm, pelo que deixam ver, assim, de existir velocidades negativas. Assim, a diferença entre as velocidades máxima e mínima é, neste caso, de 0,79 m/s, bastante inferior às obtidas para as outras distâncias aos orifícios de descarga.

Confirma-se, assim, uma maior uniformidade nos valores obtidos, como demonstrado na Figura 6.15, não havendo nesta posição ($z = 25$ mm) a mesma quantidade de turbulência verificada nas outras posições. Este fenómeno deverá ocorrer para $z = 5$ mm e $z = 10$ mm também devido à existência dos estabilizadores aerodinâmicos de chama, os quais constituem uma barreira ao escoamento, provocando com que este assuma novas direções, criando assim as zonas de recirculação, anteriormente referidas, que melhor o processo de mistura entre o ar secundário e o combustível.

De realçar, ainda, que os perfis de velocidade das diversas posições transversais estão agora mais próximos entre si.

Uma vez determinados os perfis de velocidade, prossegue-se agora com a determinação da quantidade de ar presente à saída da flauta a partir da integração das velocidades. Sendo assim, os resultados obtidos são apresentados na Tabela 6.21, que se segue.

Tabela 6.21 – Resultado obtido do caudal mássico de ar arrastado na flauta.

Caudal volumétrico total à saída da flauta	Caudal volumétrico de ar arrastado	Caudal mássico de ar arrastado	Rácio
[m³/s]	[m³/s]	[kg/s]	($\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$)
$3,8030 \times 10^{-4}$	$3,6246 \times 10^{-4}$	$4,3604 \times 10^{-4}$	14,69

A título representativo, o escoamento à saída da flauta foi capturado fotograficamente, tal como apresentado nas Figuras 6.16 e 6.17. A partir destas facilmente se observa as quatro zonas do escoamento acima mencionadas. Relativamente à Figura 6.17, pode-se concluir que o escoamento alarga consoante o aumento da distância ao orifício de descarga, devido ao arrasto de ar secundário.



Figura 6.16 – Fotografia do escoamento à saída da flauta.

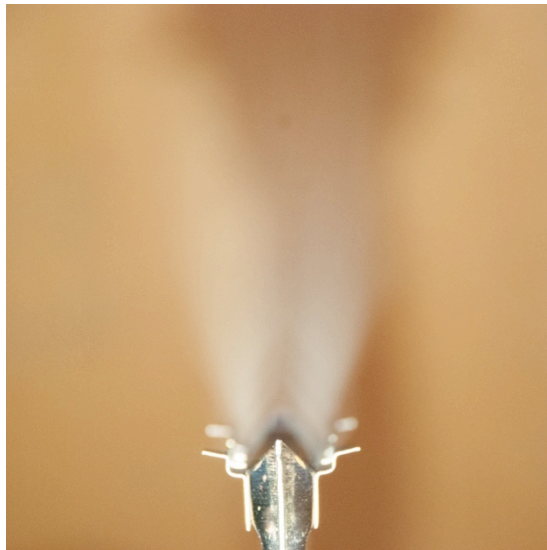


Figura 6.17 – Fotografia de perfil do escoamento à saída da flauta.

6.3. Comparação entre as simulações numérica e experimental da flauta com estabilização aerodinâmica de chama

Torna-se agora relevante fazer uma comparação entre os resultados obtidos numérica e experimentalmente para o caudal mássico de ar à saída da flauta com estabilização aerodinâmica de chama. Uma vez que experimentalmente não se utilizou o gás propano para a injeção mas sim ar, foi feita a mesma simulação numérica considerando que é injetado ar para o interior da flauta

às condições consideradas na simulação experimental. Como tal, é apresentada na Tabela 6.22 uma síntese comparativa entre estas duas simulações.

Tabela 6.22 – Síntese dos resultados obtidos para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama.

		Caudal mássico de ar [kg/s]	Rácio ($\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$)
Simulação numérica	Com propano	$3,2134 \times 10^{-4}$	9,41
	Com ar	$2,9471 \times 10^{-4}$	9,93
Simulação experimental		$4,3604 \times 10^{-4}$	14,69

Assim, pode-se concluir que o valor do caudal mássico de ar é substancialmente superior no caso da simulação experimental. Esta evidência pode ser devida a vários factores, dos quais se destaca o facto de se ter realizado a medição e o cálculo experimentais a uma distância de 5 mm dos orifícios de descarga, havendo já a esta distância um arrasto substancial de ar secundário, sendo por isso o caudal maior na simulação experimental. Outras explicações poderão ser o facto de não se ter utilizado um combustível para o processo de injeção mas sim ar em vez deste, ou o facto de se ter feito a medição das dimensões geométricas da flauta com pouco rigor, dada a complexidade da flauta e a impossibilidade de observar o seu interior, podendo desta forma não se ter considerado todas as suas características. Desta forma, a abordagem relativa às perdas de carga poderá não ter sido a mais correta.

CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

No presente capítulo são apresentadas as conclusões relativas ao trabalho desenvolvido, bem como sugestões para trabalho futuro.

7.1. Conclusões

Sendo o principal objetivo do presente trabalho o estudo do escoamento da mistura ar-combustível numa flauta com estabilização aerodinâmica de chama, procedeu-se a diversas simulações com o intuito de se efetuar a medição da quantidade de ar arrastado para o interior da flauta.

Dito isto, foi inicialmente efectuado um estudo numérico acerca do fenómeno de arrasto de ar provocado por um jato de combustível, neste caso o propano. Para tal, recorreu-se a três abordagens distintas. A primeira, uma abordagem simples do modelo de Schlichting, permitiu compreender que se trata de um escoamento em regime turbulento, segundo as condições consideradas, e que a quantidade de ar arrastado pelo jato aumenta conforme aumenta a distância ao orifício. Contudo, os valores obtidos revelaram-se irreais, dado que a uma distância ao orifício de 0,001 m o rácio ar-combustível era já de 12,35, um valor demasiado elevado considerando esta curta distância. Quanto às outras duas abordagens, uma da integração das velocidades e outra do modelo de Beér e Chigier, estas revelaram valores bastante semelhantes entre si e fidedignos, sendo que para uma distância ao orifício de descarga do jato de 0,04 m o caudal de ar arrastado é de cerca de $4,5 \times 10^{-4}$ kg/s em ambas as abordagens.

Posteriormente, procedeu-se a uma simulação experimental com vista a compreensão do comportamento do escoamento num tubo venturi, parte integrante duma flauta. Recorrendo a tubeiras com gargantas de diferentes comprimentos, efectuou-se a medição das velocidades à saída destas tubeiras recorrendo à técnica LDA, sendo estas posteriormente tratadas de modo a se obter o caudal mássico de ar arrastado. Daqui se verificou que as velocidades à saída da tubeira são mais constantes para uma garganta de 0,2 m e que se gera turbulência perto das paredes da garganta, possivelmente devido à entrada de ar em contracorrente por estas zonas.

Verificou-se ainda que a velocidade é maior na tubeira de menor comprimento, devido à existência de menores perdas de carga neste caso. A partir da integração das velocidades obtidas, conclui-se que a tubeira de 0,1 m, intermédia, apresenta uma maior quantidade de ar arrastado, o que poderá indicar a existência de um comprimento da garganta ideal, para o qual a quantidade de ar arrastado é máxima. Recorrendo posteriormente a uma simulação computacional em CFD, comprovou-se este fenómeno.

Por último, realizaram-se simulações numéricas e experimentais do escoamento tanto para uma flauta com estabilização aerodinâmica de chama, como para uma flauta convencional, as quais permitiram determinar o caudal mássico de ar obtido à saída da flauta.

Quanto à simulação numérica, considerou-se que o esquentador onde as flautas operariam tem uma de potência térmica de 19 kW, com 12 flautas e um diâmetro do injetor de 0,75 mm, para o gás propano comercial. Esta simulação foi feita iterativamente recorrendo às equações da conservação da quantidade de movimento e da energia, nas quais se consideram as diferentes secções e geometrias presentes numa flauta. Daqui se concluiu que a flauta com estabilização aerodinâmica de chama tem uma capacidade menor de arrasto do ar circundante, sendo que o caudal mássico de ar obtido para esta foi de $3,2134 \times 10^{-4}$ kg/s, face ao da flauta convencional de $4,3619 \times 10^{-4}$ kg/s. Para a flauta convencional, procedeu-se ainda ao mesmo cálculo para outros dois combustíveis, o gás butano e o gás natural, a partir do qual se concluiu que o arrasto de ar é maior para o gás propano, com um coeficiente de excesso de ar de 0,816, resultado este não muito distante do indicado pelo fabricante, validando-se assim este modelo.

Realizou-se, ainda, uma análise paramétrica do modelo numérico acima mencionado, com o intuito de se compreender a influência do diâmetro do injetor e das diferentes geometrias numa flauta com estabilização aerodinâmica de chama no processo de arrasto de ar. Conclui-se, então, que diminuindo o diâmetro do injetor, o caudal mássico de ar aumenta consideravelmente e que fazendo aumentar o diâmetro das secções consideradas, nomeadamente, da garganta, do difusor, do orifício de descarga e das contração e expansão súbitas, o caudal mássico de ar também aumenta, exceptuando com o aumento do diâmetro do difusor. Esta variação é mais acentuada no caso do aumento do diâmetro da garganta, sendo que a variação observada fazendo variar o diâmetro do orifício de descarga foi relativamente baixa, ao contrário do expectável, visto que este condiciona a velocidade do escoamento e o fenómeno de arrasto de ar secundário na zona de combustão.

Por último, procedeu-se a um ensaio experimental com vista a confirmação dos resultados obtidos a partir da simulação numérica relativa à flauta com estabilização aerodinâmica de chama. Este ensaio foi realizado recorrendo mais uma vez à técnica LDA para leitura das velocidades à saída da flauta considerada. A partir destas medições concluiu-se que a flauta é simétrica, sendo que apresenta valores de velocidade bastante semelhantes em posições inversas relativamente ao seu eixo geométrico, sendo obtidas velocidades mais elevadas nas posições centrais da flauta, cuja explicação deverá ser o facto de o escoamento fluir diretamente para estas posições, atravessando apenas uma contração, também esta posicionada na zona central da flauta, a qual poderá aumentar ainda mais as velocidades do escoamento. Verificou-se ainda que, com o aumento da distância aos orifícios de descarga, apesar de apresentar valores inferiores, o perfil de velocidades é mais constante em todo o comprimento da flauta. A turbulência verificada em distâncias mais próximas poderá ser explicada pela existência dos estabilizadores aerodinâmicos de chama, os quais provocam a geração de vórtices que irão melhorar o processo de mistura com o ar secundário.

Após tratamento dos dados, o caudal mássico de ar resultante destas medições foi de $4,304 \times 10^{-4}$ kg/s, um pouco superior ao obtido a partir da simulação numérica. Este facto poderá ter-se devido a diversos factores, sendo que o mais evidente será o facto de se ter realizado o cálculo do caudal mássico de ar a uma distância de 5 mm aos orifícios de descarga, ao invés de ser imediatamente após estes, existindo já nesta posição o arrasto de uma quantidade de ar secundário considerável.

Considerando então estes parâmetros, em ambas as simulações realizadas, os resultados obtidos indicam que a combustão ocorre em condições de estequiometria pobre, tal como esperado neste tipo de queimadores, proporcionando assim uma combustão mais completa e com menos emissões de componentes poluentes.

7.2. Sugestões de trabalho futuro

Dada a importância deste tema no mundo atual, o presente trabalho poderia ser complementado tomando diversas direções, das quais são sugeridas as seguintes:

- Simulação numérica em CFD, a qual poderia representar o escoamento ao longo de toda a flauta.
- Modelação e concepção duma flauta com diferentes características das encontradas atualmente no mercado, com vista o aumento da eficiência e diminuição da emissão de poluentes da mesma.
- Medição dos limites críticos de emissões poluentes deste tipo de queimadores.

REFERÊNCIAS

- Analyn. (2011). History of Water Heaters. Retrieved October 16, 2012, from <http://voices.yahoo.com/history-water-heaters-10174501.html?cat=6>
- Araújo, M. A. V. da C. (2004). *Erosion Mechanisms in Marine Sediments*. Universidade do Minho.
- Ashurst, W. T. (1989). Vorticity Generation In A Nonpremixed Flame Sheet. *Lecture Notes in Physics*, 351/1989.
- Ball, C. G., Fellouah, H., & Pollard, a. (2012). The flow field in turbulent round free jets. *Progress in Aerospace Sciences*, 50, 1–26. doi:10.1016/j.paerosci.2011.10.002
- Baukal, C. E. (2003). *Industrial Burners Handbook*. (C. Baukal, Ed.) (1ª Edição., Vol. 20035863, p. 808). CRC Press. doi:10.1201/9780203488805
- Berger, S. A. (2005). *The CRC Handbook of Mechanical Engineering*. (F. Kreith & D. Y. Goswami, Eds.) (2ª edição., p. 2509). CRC Press.
- Bienzie, M., & Rotert, M. (2001). Atmospheric Gas Burner. *EP Patent 1 130 315 B1*.
- Boston, D. (2008). Three Main Types of Water Heaters. Retrieved October 16, 2012, from <http://voices.yahoo.com/three-main-types-water-heaters-1465871.html?cat=6>
- Brizuela, E., & Romano, S. D. (2003). *67.30 Combustión* (Vol. 1ª Parte, p. 119). Facultad de Ingeniería, UBA.
- Brown, G. L., & Roshko, A. (2006). On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(04), 775. doi:10.1017/S002211207400190X
- BSA/FVA Flow Software Installation & User's guide,. (2000). P.O. Box 121, Tonsbakken 18, DK-2740 Skovlunde: DANTEC Measurement Technology A/S.
- Buccilli, G., Barozzi, L., Lasagni, F., & Lugli, S. (2003). Low Noise Modular Blade Burner. *US Patent 6,960,077 B2*.
- Coelho, P., & Costa, M. (2012). *Combustão* (2ª Edição., p. 714). Amadora: Edições Orion.
- ConsumerEnergyCenter. (n.d.). Water Heaters. Retrieved October 16, 2012, from <http://www.consumerenergycenter.org/home/appliances/waterheaters.html>
- Driscoll, J. F., & Temme, J. (2011). Role of Swirl in Flame Stabilization. *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, (January), 1–11.

- Dunn-Rankin, D. (2008). *Lean Combustion: Technology and Control*. (D. Dunn-Rankin, Ed.) (1ª Edição., p. 261). Academic Press.
- Eddings, E. G. (2006). Mechanical Engineers' Handbook: Energy and Power, Volume 4. In M. Kutz (Ed.), (Third Edit., pp. 574–613). Salt Lake City, Utah.
- Felton, K. C., & Jacobi, A. M. (1996). Heat Transfer and Pressure Drop in a Developing Channel Flow with Streamwise Vortices, 61801(217).
- Fernandes, A. R. C. (2010). *Avaliação da interferência aerodinâmica entre as pás e a torre de uma turbina eólica* (p. 77). Lisboa.
- Ferreira, M. E. C. (2008). *Atomização Efervescente na Combustão de Óleos Usados*. Universidade do Minho.
- Ferrolí, D. (1993). Atmospheric gas burner with a combustion producing low amounts of nitrogen and carbon oxides. *EP Patent 0 589 852 B1*.
- Fiebig, M. (1998). Vortices, generators and heat transfer. *Trans IChemE*, 76(February).
- Fogliani, G. (1995). A mixing diffuser element for an atmospheric burner. *EP Patent 0 657 691 A1*, 7.
- Glassman, I. (1987). *Combustion. Analytical Chemistry* (Second Edi., Vol. 36, p. 524). Academic Press. doi:10.1021/ac60214a777
- Hanby, V. I. (1994). *Combustion and Pollution Control in Heating Systems* (1ª edição., p. 144). Londres: Springer-Verlag.
- Jensen, K. D. (2004). Flow Measurements, XXVII(4).
- Kemna, R., Elburg, M. van, Li, W., & Holsteijn, R. van. (2007). *Eco-design of Water Heaters - Market Analysis* (p. 120). Delft.
- Kosterin, V. A., Dudin, L. A., Motylinskii, I. P., Rzhetskii, E. V., Rogozhin, B. A., & Khismatullin, A. Y. (1969). Jet flame stabilization and some problems of the intensified combustion of mixtures in a flow. *Fizika Goreniya i Vzryva*, Vol. 5(No. 3), pp. 422–431.
- Laser Doppler Anemometry - Introduction to principles and applications. (n.d.). Dantec Dynamics.
- Law, C. K. (2006). *Combustion Physics* (p. 742). New York: Cambridge University Press.
- Lee, T. W., Lee, J. G., Nye, D. A., & Santavicca, D. A. (1993). Local Response and Surface Properties of Premixed Flames During Interactions with Kármán Vortex Streets. *Combustion Flame*, 94(146-60).
- Lieberman, M. A. (2008). *Introduction to Physics and Chemistry of Combustion - Explosion, Flame, Detonation* (1ª edição., p. 378). Uppsala, Suécia: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

- Louch, D. S., & Bray, K. N. C. (1998). Vorticity And Scalar Transport In Premixed Turbulent Combustion, (3), 801–810.
- Massoud, M. (2005). *Engineering Thermofluids* (1ª ed., p. 1130). Maryland: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Miranda, M. M. L. P. F. (2001). *Estudo do comportamento térmico de um esquentador pressurizado*. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. Retrieved from <http://repositorio-aberto.up.pt/handle/10216/11751>
- Morris, A. S., & Langari, R. (2011). *Measurement and Instrumentation Theory and Application* (p. 640). Butterworth-Heinemann.
- Mueller, C. J., Driscoll, J. F., Reuss, D. L., Drake, M. C., & Rosalik, M. E. (1998). Vorticity Generation and Attenuation as Vortices Convect Through a Premixed Flame The experiment. *Combustion and Flame*, 112, 342–358.
- Nakaura, M., Okamoto, H., Ishikawa, H., & Yagi, K. (1993). Patent EP0587456A1 A burner device and the method of making the same.
- Nakaura, M., Okamoto, H., Ishikawa, H., & Yagi, K. (1997). Method Of Making A Burner Device. *US Patent 5,661,905*.
- NorthernComfortInc. (2012). The History of Water Heating. *Northern Comfort Inc.* Retrieved October 16, 2012, from <http://www.northerncomfortinc.com>
- Oliveira, L. A., & Lopes, A. G. (2006). *Mecânica dos Fluidos* (p. 608). Lisboa: ETEP - Edições Técnicas e Profissionais.
- Peters, N. (2004). *Turbulent Combustion* (1ª Edição., p. 322). Cambridge University Press.
- Pilão, R., & Pinho, C. (1997). Thermal behaviour of small gas-fuel water heaters. *Burners, Combustion and Basic Transfer*, 1, 11.
- Pitts, M., Sweet, J., & Marshutz, S. (2003). The history of domestic water heaters : from back-water range boilers to high-efficiency energy savers . (Retrospective : 2003).(Industry Overview). *Reeves Journal*, 1–5.
- Quintiere, J. G. (2006). *Fundamentals of Fire Phenomena* (p. 439). Wiley Publishing.
- Renard, P.-H., Thévenin, D., Rolon, J. C., & Candel, S. (2000). Dynamics of flame/vortex interactions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26(3), 225–282. doi:10.1016/S0360-1285(00)00002-2
- Rodko, A. (1997). *Laser Doppler Anemometry of a Wave Affected Turbulent Jet*. The Cooper Union.
- Schlichting, H. (1979). *Boundary-Layer Theory* (7ª Edição., p. 817). McGraw-Hill.

- Scribano, G., Vecchia, S. D., & Beghi, M. (2005). Characterization of a premixed laminar gas burner, 1–6.
- Seebauer, M. (1981). Queimador Atmosférico para todos os tipos de gases combustíveis, em especial, para aparelhos domésticos aquecidos a gás. *Patente PT073794(B)*. ROBERT BOSCH GMBH.
- Seebauer, M. (1984). Atmosphärischer allgasbrenner insbesondere für gasbeheizte haushaltsgeräte. *EP Patent 0 052 191 B1*. Robert Bosch GMBH.
- Shimazu, M., Akiyama, T., Wakada, T., Xie, L., Hasegawa, T., Nagai, I., & Wakatake, T. (2007). Combustion Apparatus. *US Patent 2008/0160467 A1*.
- Treloar, R. D. (2010). *Gas Installation Technology* (2ª Edição., p. 480). Wiley-Blackwell.
- Turns, S. R. (2000). *An Introduction To Combustion - Concepts and Applications*. McGraw Hill Book Co.
- White, F. M. (2003). *Fluid Mechanics*. (A. Green, Ed.) (5ª edição., p. 866). New York: McGraw Hill.
- Zhang, Z. (2010). *LDA Application Methods - Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics. Profiles of drug substances, excipients, and related methodology* (Vol. 36). Springer-Verlag Berlin Heidelberg. doi:10.1016/B978-0-12-387667-6.00013-0

Anexo A

FACTORES DE CORREÇÃO α E β

De seguida é apresentado o método de cálculo dos factores de correção mencionados no capítulo 3.

Relativamente ao factor de correção da energia cinética, este pode ser cálculo como se segue:

$$\alpha = \frac{(1+m)^3(2+m)^3}{4(1+3m)(2+3m)} \quad \text{A.1}$$

E quanto ao factor de correção da quantidade de movimento (White, 2003):

$$\beta = \frac{(1+m)^2(2+m)^2}{2(1+2m)(2+2m)} \quad \text{A.2}$$

onde o coeficiente m é definido por:

$$m = \frac{-3 \pm \sqrt{3^2 - 4\left(2 - \frac{2}{X}\right)}}{2} \quad \text{A.3}$$

sendo que X representa o rácio entre a velocidade média e a máxima, a qual se define como se segue, em regime turbulento (sendo este o caso deste estudo):

$$X = \frac{\langle u \rangle}{U_{\max}} = (1 + 1,33\sqrt{f})^{-1} \quad \text{A.4}$$

onde o factor de atrito f é obtido recorrendo a iterações da seguinte equação:

$$f^{-1/2} = 2,0 \log(\text{Re} \sqrt{f}) - 0,8 \quad \text{A.5}$$

CÓDIGO FORTRAN

```
C*****1*****2*****3*****4*****5*****6*****7
C2345678901234567890123456789012345678901234567890123456789012
C
C
C    Determinação do caudal mássico de ar
C    arrastado por um jacto de gás
C    num queimador de esquentador
C
C
C*****LISTA DE VARIÁVEIS *****
C
C    mfuel   - Caudal mássico de combustível [kg/s]
C    mar     - Caudal mássico de ar [kg/s]
C    Vinj    - Velocidade de injeção do combustível à saída do injetor [m/s]
C    Rhoar   - Massa volúmica do ar [kg/m^3]
C    Rhofuel - Massa volúmica do combustível [kg/m^3]
C    alpha   - Fator de correção da não unidimensionalidade do escoamento
C    beta    - Fator de correção da não uniformidade do perfil de velocidade
C
C    h33     - Perda de carga entre os pontos 3 e 3' [m]
C    h34     - Perda de carga entre os pontos 3' e 4 [m]
C    h40     - Perda de carga entre o ponto e 4 (saída da flauta) e a atmosfera [m]
C
C    d1exp   - Diâmetro menor da expansão do Venturi [m]
C    d2exp   - Diâmetro maior da expansão do Venturi [m]
C    d1cs    - Diâmetro menor da contração súbita no ponto 4 [m]
C    d2cs    - Diâmetro maior da contração súbita no ponto 4 [m]
C    d1es    - Diâmetro menor da expansão súbita no ponto 4 [m]
C    d2es    - Diâmetro maior da expansão súbita no ponto 4 [m]
C
C    A3      - Área transversal da secção 3 (garganta do Venturi) [m^2]
C    A1exp   - Área menor da expansão do Venturi [m^2] = A3
C    A2exp   - Área maior da expansão do Venturi [m^2]
C    Acs     - Área da contração súbita no ponto 4 [m^2]
C    Aes     - Área da expansão súbita no ponto 4 [m^2]
C    Aes4    - Área da expansão súbita nos orifícios de saída (descarga) [m^2]
C
C    g       - Aceleração gravítica [m/s^2]
C
C    n       - Número de furos de descarga
C
C    O ficheiro "Dados Entrada" contém os valores das variáveis de entrada
C
C    O ficheiro "Perdas Carga" contém os valores das variáveis de entrada
C    necessárias ao cálculo das perdas de carga
C
C
C
C
Cimplicitreal*8 (a-h,m-z)
Copen (unit=2,file='DadosEntrada')
C    open (unit=3,file='PerdasCarga')
```

```

open (unit=5, file='con')
C
read (2,*) beta,alpha,Vinj,Rhoar,Rhofuel,mfuel,criterio,g
read (3,*) d1exp,d2exp,d1cs,d2cs,d1es,d2es,n,dorificio
write (5,122)
read (5,*) mar0
C
C*****
C      Cálculos Geométricos
C
      pi=4.*datan(1.d0)
      A1exp=pi*(d1exp**(2.))/4.
      A2exp=pi*(d2exp**(2.))/4.
      Acs=pi*(d2cs**(2.))/4.
      Aes=pi*(d1es**(2.))/4.
      A3=pi*(d1exp**(2.))/4.
      Aes4=pi*(dorificio**(2.))/4.
C      print *, A1exp, A2exp, Acs, Aes, A3, Aes4
C      stop
C*****
C
C
C
C      marnovo=mar0
10  mar=marnovo
      A=-(mfuel*Vinj/A3)
      B=(mar*Rhoar+mfuel*Rhofuel)
      C=(alpha/(2.*A3**(2.))-(beta/A3**(2.)))
C      print *, A, B, C
C      stop
C
C
C
Call Perdas de Carga (mar,mfuel,Rhoar,Rhofuel,g,d1exp,d2exp,A1exp,
@A2exp,d1cs,d2cs,d1es,d2es,dorificio,Aes,Aes4,n,h33,h34,h40,A,
@B,C,alpha)

      PC=((B)/(mar+mfuel))*(h33+h34+h40)
C      print *, PC
C      stop
marcalc=(((A+PC)*B)/C)**(1./3.))-mfuel
C      print *, marcalc
C      stop
marnovo=marcalc
C      print *, marnovo
C      stop
erro=(dabs(marnovo-mar))/mar
C      print *, erro
C      stop
C
if(erro.gt.criterio) goto 10
C
      Racio=marnovo/mfuel
C
write (5,150) marnovo, Racio

C
122 format( 2x,'Introduza Caudal massico de ar inicial')
150 format( 2x,f8.6,3x,f6.3\ )
stop
end
C
C
C*****
C
SUBROUTINE Perdas de Carga (mar,mfuel,Rhoar,Rhofuel,g,d1exp,d2exp,

```

```

@A1exp,A2exp,d1cs,d2cs,Acs,d1es,d2es,dorificio,Aes,Aes4,n,h33,h34,
@h40,A,B,C,alpha)

C
C
C
implicitreal*8 (a-h,m-z)
C
h33=(1.-(d1exp**(4.)/d2exp**(4.))-alpha*((A1exp**(2.)/A2exp**(2.))
@-1.))*((mar+mfuel)**(4.))/((B**(2.))*2.*g*(A1exp**(2.)))
C      print *, h33
C      stop
C      h33=0.
C
hmcs=(0.42*(1.-(d1cs**(2.)/d2cs**(2.))))*(1./Acs**(2.))
hmes=((1.-(d1es**(2.)/d2es**(2.))))*(1./Aes**(2.))
h34=(hmcs+hmes)*((mar+mfuel)**(4.))/((B**(2.))*2.*g)
C      print *, h34
C      stop
C      h34=0.
C
h40=((mar+mfuel)**(4.)/(B**(2.)*Aes4**(2.))*2.*g*(n**(2.)))
      print *, h40
C      stop
C      h40=0.
C      print *, h33, h34, h40
RETURN
END

```


Anexo C

ANÁLISE PARAMÉTRICA**C.1. Análise paramétrica do modelo invíscido**

A análise paramétrica relativa ao modelo invíscido foi realizada para a três abordagens anteriormente referidas. Assim, procedeu-se a esta análise começando pela variação do caudal de combustível injetado, com um incremento e um decréscimo de 15%, 30% e 45%. Posteriormente procedeu-se à ao cálculo fazendo variar o diâmetro do injetor num intervalo entre 0,35 mm e 1,25 mm, sendo este último o originalmente utilizado. Por fim, procedeu-se ao cálculo da quantidade de arrastado por um jato livre para outros dois tipos de combustível: o gás butano e o gás natural. Os dados relativos a estes aos combustíveis são os anteriormente apresentados nas Tabelas 6.2 e 6.8.

Dito isto, os resultados obtidos relativamente ao caudal mássico de ar são de seguida apresentados consoante a abordagem considerada.

C.1.1. Modelo de Schlichting

A Figura C.1, que se segue, serve de representação dos resultados obtidos de acordo com o modelo de Schlichting.

Pode-se, então, concluir que, a partir da Figura C.1, a quantidade de ar arrastado por um jato livre aumenta consoante o aumento do caudal de combustível e que acontece o inverso quando este é diminuído.

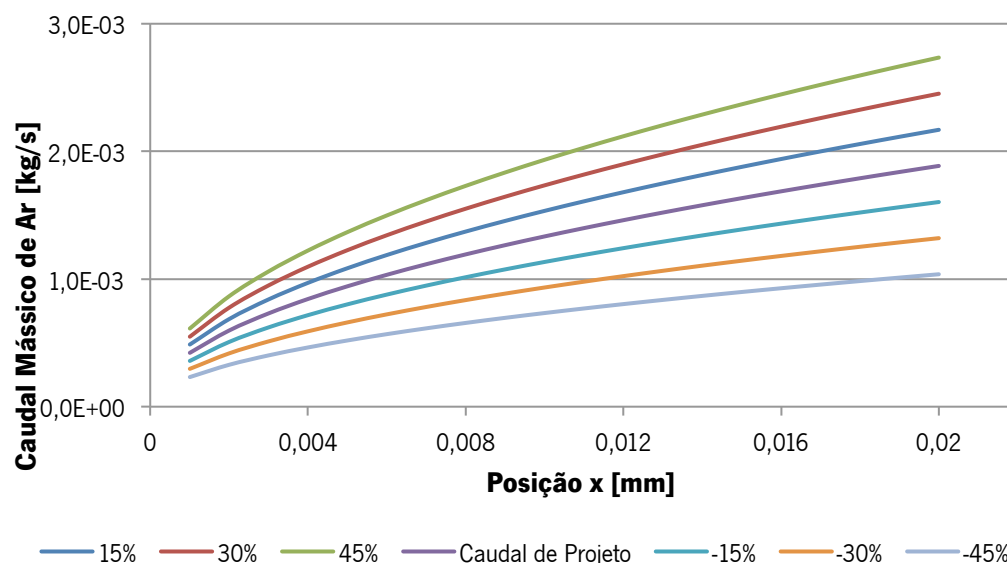


Figura C.1 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do caudal de combustível para o modelo de Schlichting.

De seguida, são apresentados os resultados obtidos a partir da variação do diâmetro do injetor.

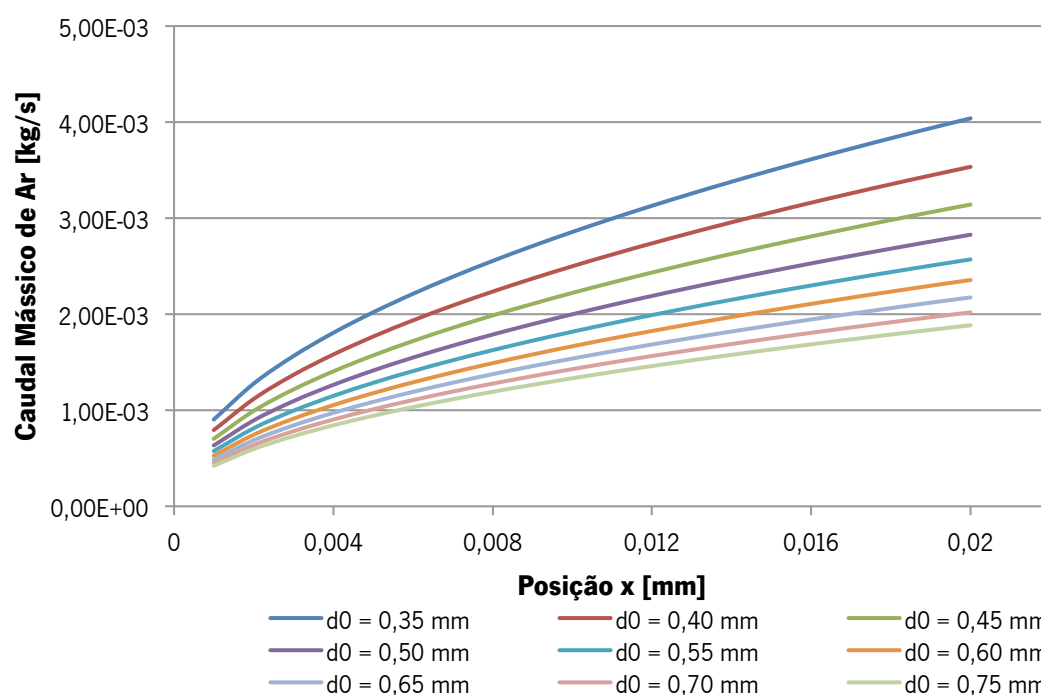


Figura C.2 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do diâmetro do injetor para o modelo de Schlichting.

A partir da Figura C.2, depreende-se que com o aumento do diâmetro do injetor, diminui, consequentemente, o caudal mássico de ar arrastado pelo jato.

Por último, é apresentada na Figura C.3 uma comparação entre os três combustíveis acima referidos, relativamente aos caudais mássicos de ar obtidos.

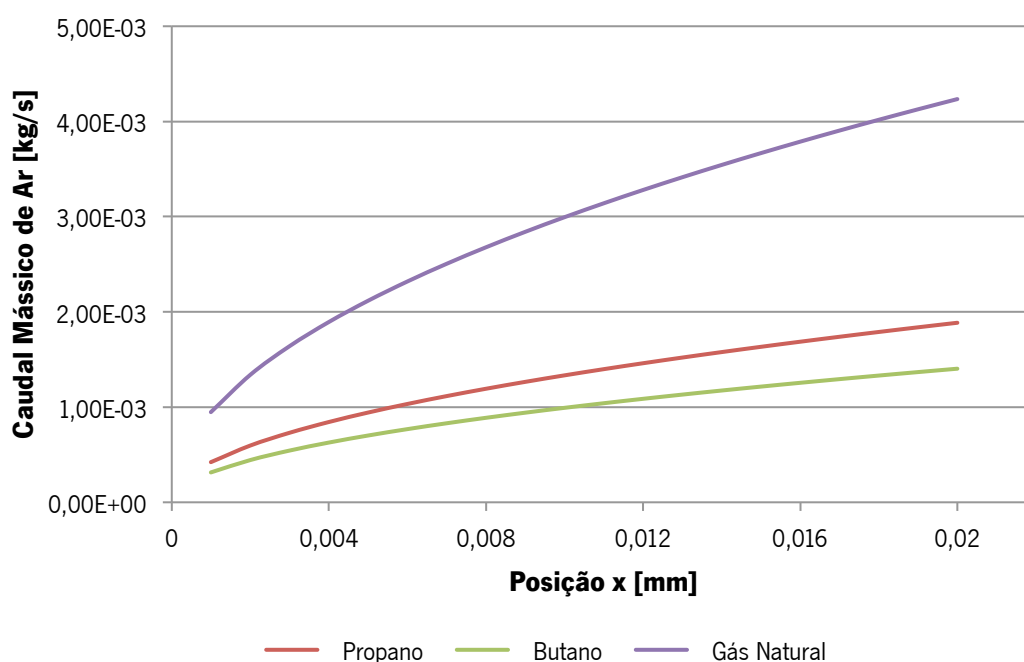


Figura C.3 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o combustível considerado para o modelo de Schlichting.

Relativamente à Figura C.3, pode-se verificar que, utilizando o gás butano, o caudal mássico de ar obtido é inferior comparativamente ao do gás propano. Por outro lado, com o gás natural o caudal mássico de ar apresenta valores bastantes superiores aos demais.

C.1.2. Abordagem da integração das velocidade

Em relação a esta abordagem, os resultados obtidos a partir da análise paramétrica apresentam um comportamento semelhante ao ocorrido no modelo de Schlichting. Como tal serão apenas apresentados os resultados obtidos a partir da presente abordagem.

Assim, os resultados obtidos fazendo variação o caudal mássico de combustível são apresentados na Figura C.4.

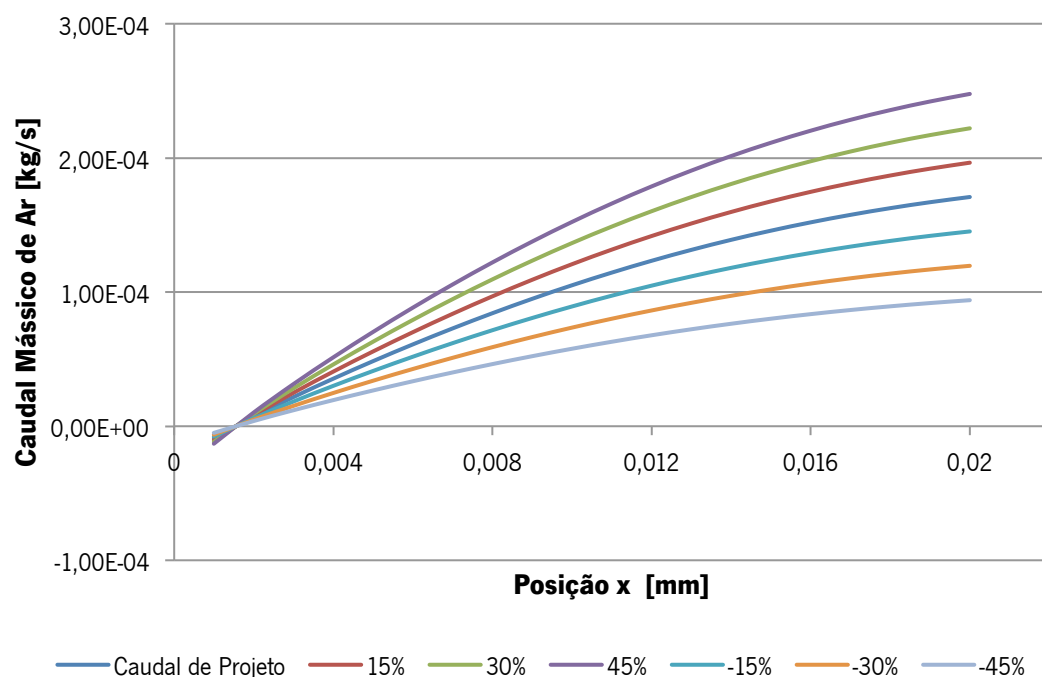


Figura C.4 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do caudal de combustível para a abordagem da integração das velocidades.

Quanto aos resultados obtidos a partir da variação dos diâmetros do injetor, estes são apresentados na Figura C.5, que se segue.

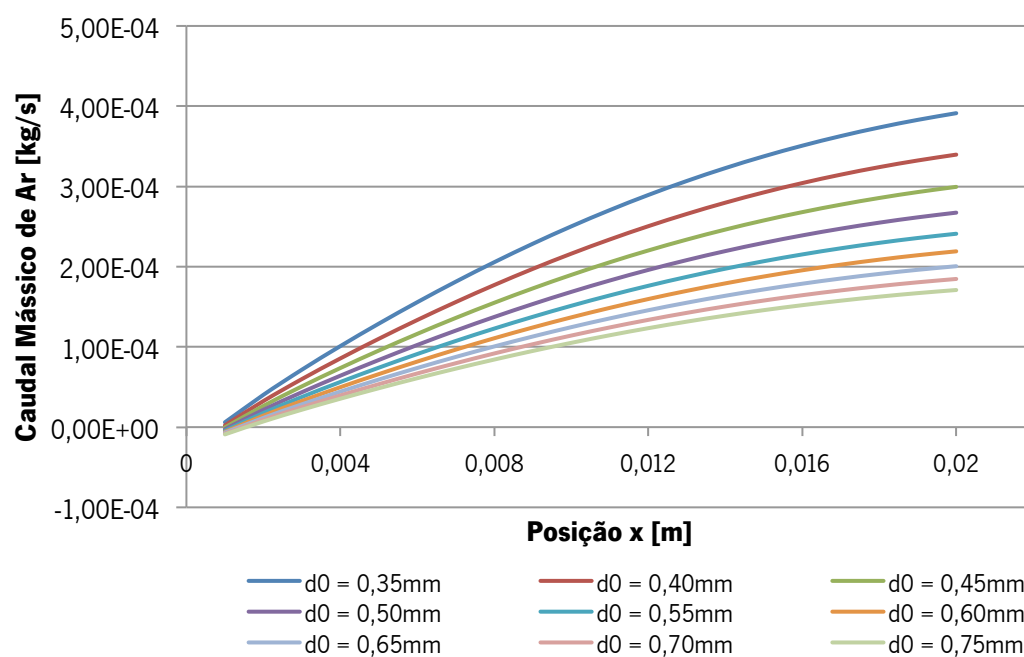


Figura C.5 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do diâmetro do injetor para a abordagem da integração das velocidades.

Relativamente à determinação do caudal mássico de ar para diferentes tipos de combustível, os resultados são apresentados na Figura C.6.

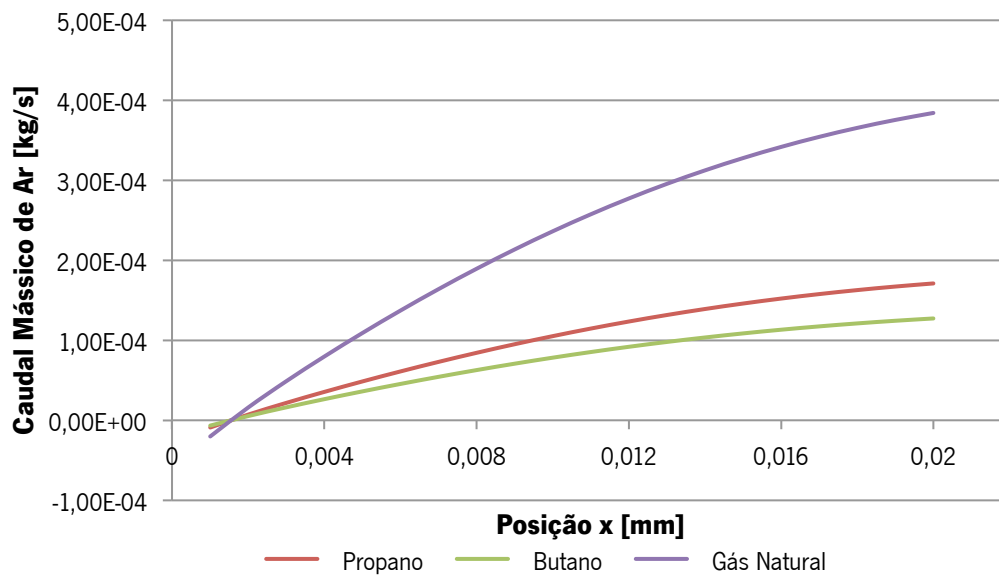


Figura C.6 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o combustível considerado para a abordagem da integração das velocidades.

C.1.3. Modelo de Beér e Chigier

Similarmente ao ocorrido nas abordagens anteriores, o efeito das variações efetuadas no valor do caudal mássico de ar é semelhante para o modelo de Beér e Chigier, pelo que serão apenas apresentados os resultados obtidos para esta abordagem, como se segue.

Assim, para a variação do caudal mássico de combustível obteve-se os resultados ilustrados na Figura C.7.

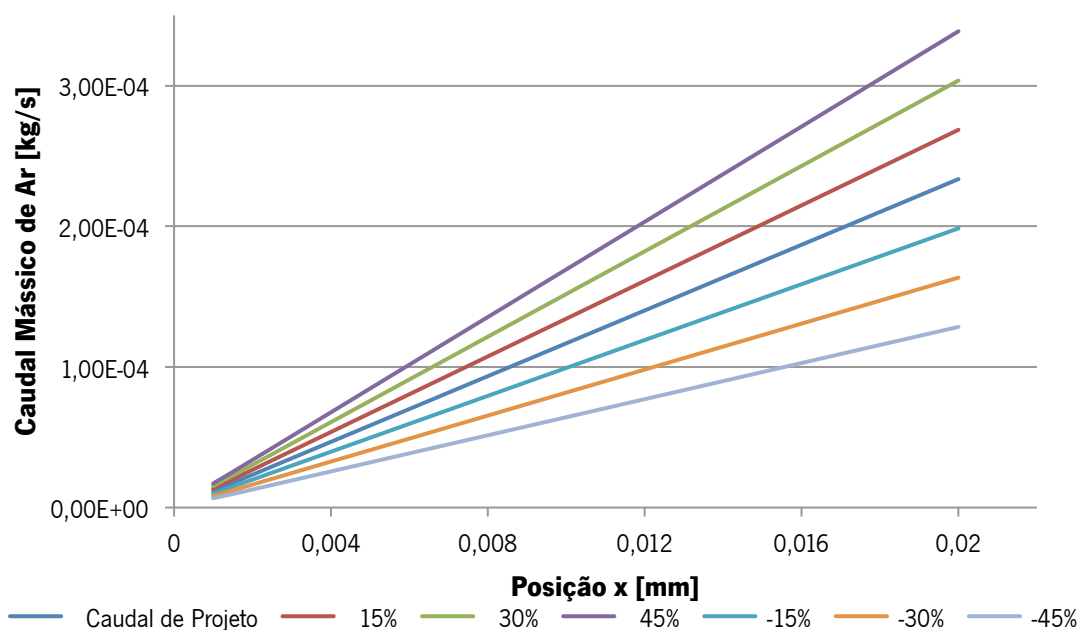


Figura C.7 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do caudal de combustível para o modelo de Beér e Chigier.

Quanto à variação do diâmetro do injetor, os resultados obtidos estão representados na Figura C.8.

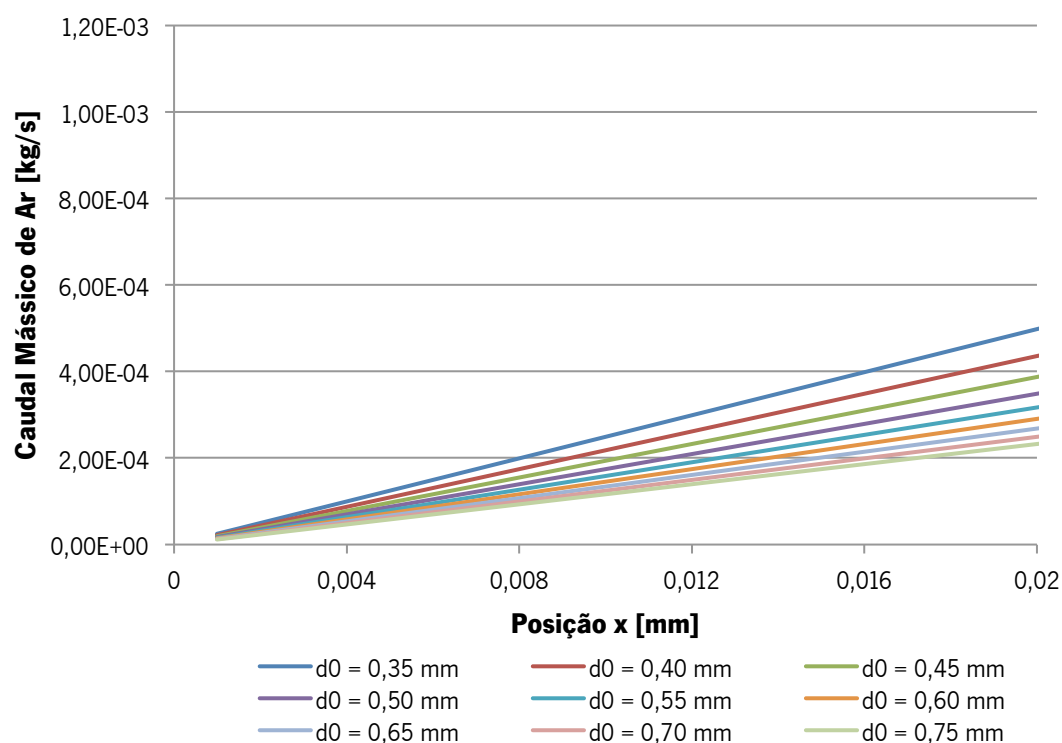


Figura C.8 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante a variação do diâmetro do injetor para o modelo de Beér e Chigier.

Por último, fazendo o cálculo para os três tipos de combustível considerados anteriormente obtêm-se os resultados apresentados na Figura C.9.

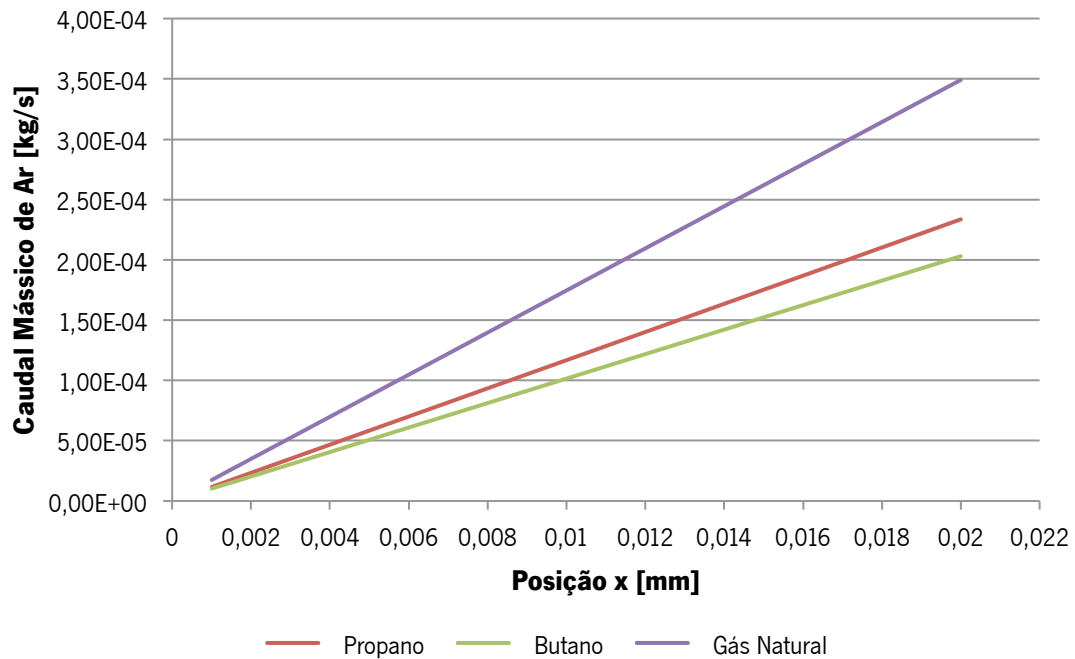


Figura C.9 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o combustível considerado para o modelo de Beér e Chigier.

C.2. Análise paramétrica do modelo unidimensional da flauta convencional

Como referido no subcapítulo 6.1.3.4, a análise paramétrica do modelo unidimensional foi também feita para a flauta convencional.

Quanto à variação do diâmetro do injetor, os resultados obtidos são os representados na Figura C.10.

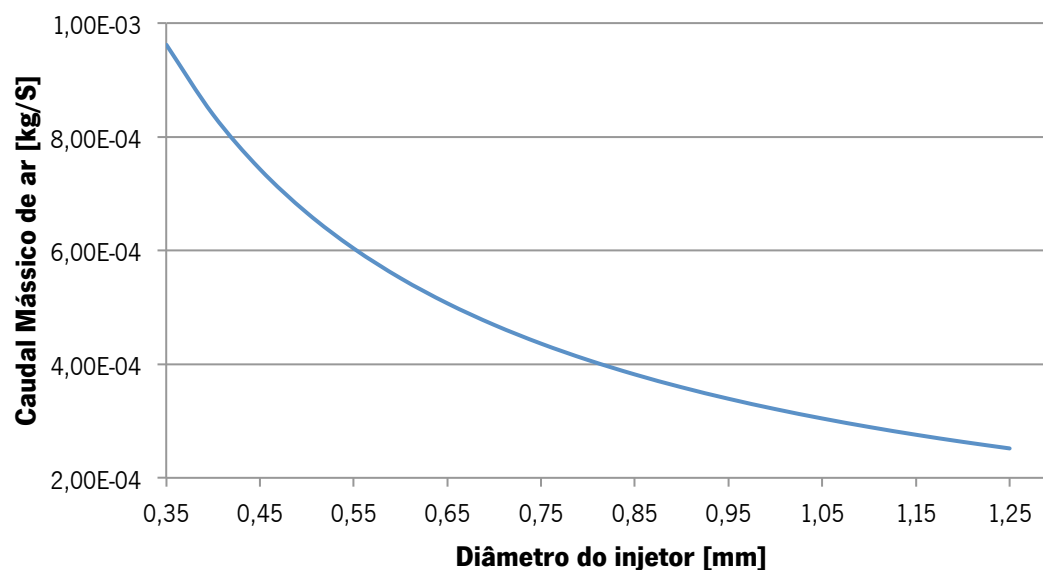


Figura C.10 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o diâmetro do injetor.

De igual modo ao observado para a flauta com estabilização aerodinâmica de chama, pela Figura C.10, depreende-se que, para a flauta convencional, quanto menor for o diâmetro do injetor, maior será a quantidade de ar presente à saída da flauta.

Relativamente à variação dos restantes diâmetros referentes às diferentes secções da flauta convencional, os resultados adquiridos a partir do incremento dos diâmetros são os representados na Figura C.11.

Relativamente à Figura C.11, a recta relativa à variação do diâmetro da contração súbita na secção 3 (D_{CS}) encontra-se sob a recta da variação do diâmetro dos orifícios (d_{orif}). Desta figura, depreende-se que o caudal mássico de ar varia em grande escala com a variação do diâmetro da garganta (d_1). Contudo, em relação à variação dos restantes diâmetros denota-se que o caudal varia quase que imperceptivelmente, sendo que, à exceção da variação do diâmetro do difusor (d_2), o caudal aumenta.

Quanto aos resultados obtidos a partir do decréscimo dos diâmetros anteriormente considerados, os valores estão representados na Figura C.12, na qual se pode verificar que a variação do caudal mássico de ar é a inversa à observada para o incremento dos diâmetros.

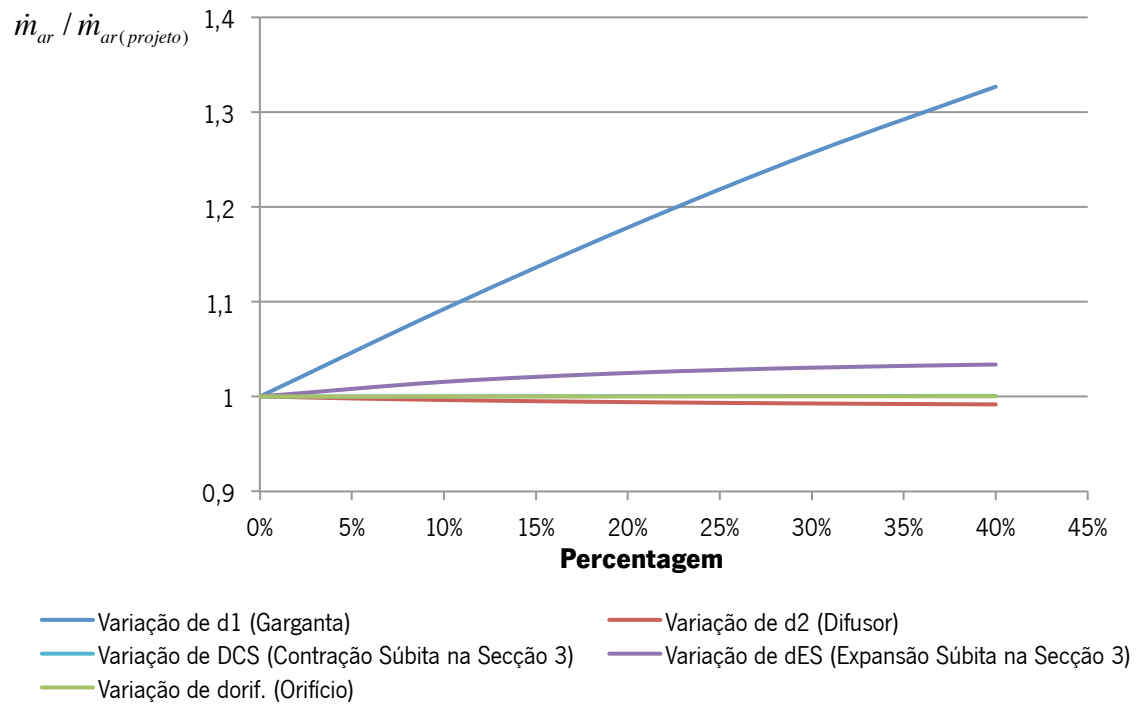


Figura C.11 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o incremento percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta, em que \dot{m}_{ar} é o caudal obtido após a variação de um determinado diâmetro e $\dot{m}_{ar(projeto)}$ é o caudal anteriormente obtido (Tabela 6.11).

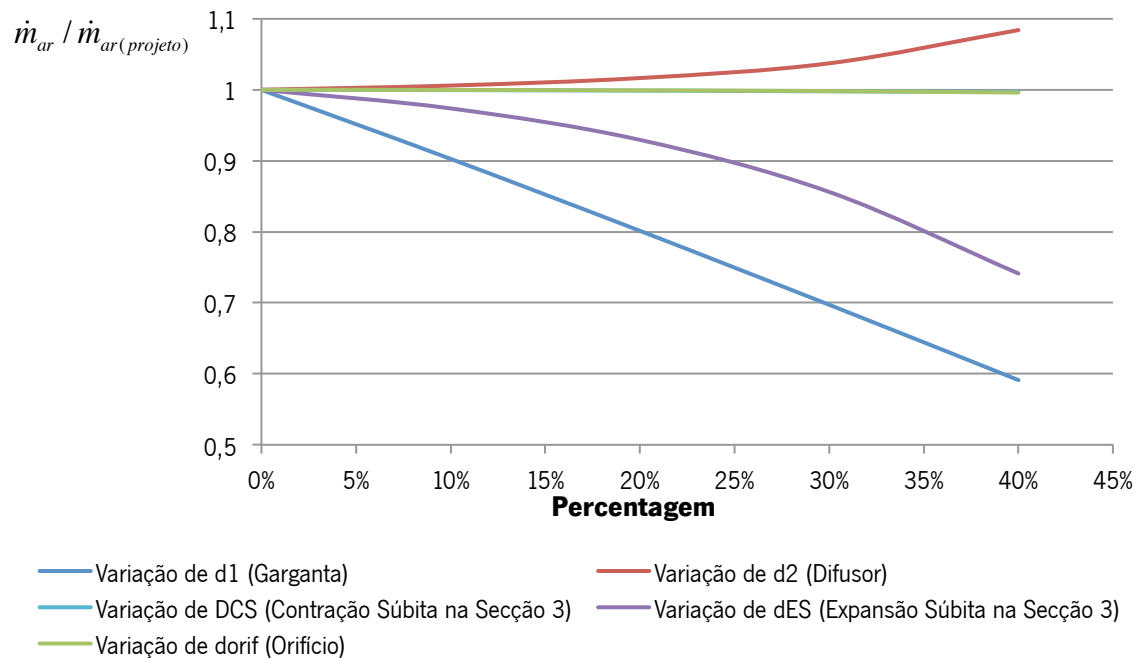


Figura C.12 – Representação gráfica do caudal mássico de ar consoante o decréscimo percentual dos diferentes diâmetros da geometria da flauta, em que \dot{m}_{ar} é o caudal obtido após a variação de um determinado diâmetro e $\dot{m}_{ar(projeto)}$ é o caudal anteriormente obtido (Tabela 6.11).

Anexo D

SIMULAÇÃO EM CFD DO ESCOAMENTO NUM TUBO VENTURI

Como referido no subcapítulo 6.2.1, a fim de se comprovar o efeito observado no ensaio com a tubeira, ou seja, que com o aumento do comprimento da garganta, até certo ponto, aumenta também a quantidade de ar arrastado, procedeu-se a uma simulação numérica computacional recorrendo ao *software Ansys Fluent*, com o auxílio de Ricardo Oliveira. Desta forma, foi possível analisar o comportamento do escoamento no interior de um tubo venturi, sendo que foram feitas duas simulações: uma para um comprimento da garganta de 0,01 m e outra com um comprimento de 0,03 m. Em ambas as simulações, considerou-se um caudal de ar de entrada de $2,1647 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$. Assim, os resultados obtidos relativos ao caudal e à pressão do ar, a partir das simulações efetuadas são apresentados na Tabela D.1.

Tabela D.1 – Resultados obtidos a partir da simulação em CFD da dois comprimentos diferentes da garganta.

	Caudal volumétrico de ar à saída	Pressão média
	[m³/s]	[Pa]
Garganta de 0,01 m	$3,4369 \times 10^{-4}$	-6,3019
Garganta de 0,03 m	$3,1236 \times 10^{-4}$	-4,7455

A partir dos resultados obtidos, conclui-se que consoante aumenta o comprimento da garganta do tubo venturi, diminui o valor da depressão e da quantidade de ar arrastado. Assim se demonstra que o comprimento da garganta de um tubo venturi terá um valor ideal, para o qual é quantidade de ar arrastada é máxima.

De seguida são apresentadas as figuras relativas a estas duas simulações efetuadas, nas quais se pode observar a variação da pressão e da velocidade ao longo do tubo venturi.

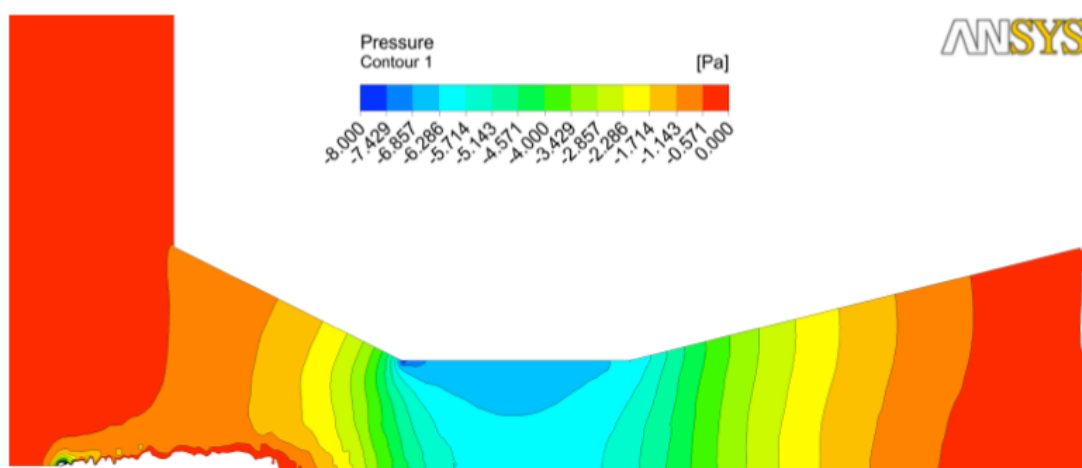


Figura D.1 – Variação da pressão ao longo do tubo Venturi para a garganta de 0,01 m.

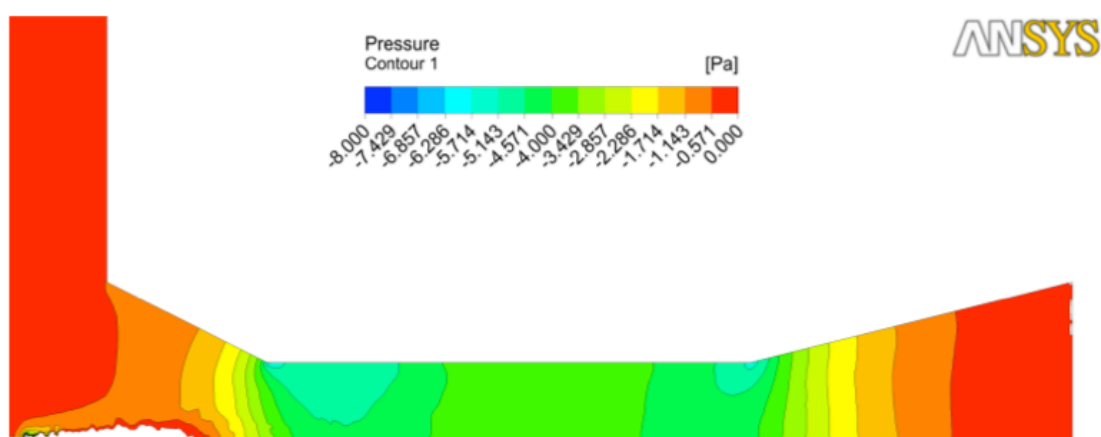


Figura D.2 – Variação da pressão ao longo do tubo Venturi para a garganta de 0,03 m.

Como se pode verificar a partir das Figuras D.1 e D.2, o tubo venturi com garganta de 0,01 m apresenta maiores pressões, em módulo, que o com a garganta de 0,03 m. Este facto poderá dever-se a uma melhor distribuição das pressões ao longo da garganta de maior comprimento, ou então, ao efeito de sucção de ar ocorrido à entrada da garganta, o qual é mais evidente na garganta de 0,01 mm de comprimento, explicando-se assim, também, o facto de o caudal de ar ser maior neste caso.

De referir, também, que o aumento da pressão na zona imediatamente acima do jato demonstra a capacidade que o jato possui de arrastar o ar circundante. Ainda relativamente a estas figuras, a região branca situada no canto inferior esquerdo, diz respeito ao jato, na qual a pressão é máxima.

De seguida, são apresentadas as figuras relativas à distribuição de velocidades do escoamento observadas em ambas as simulações.

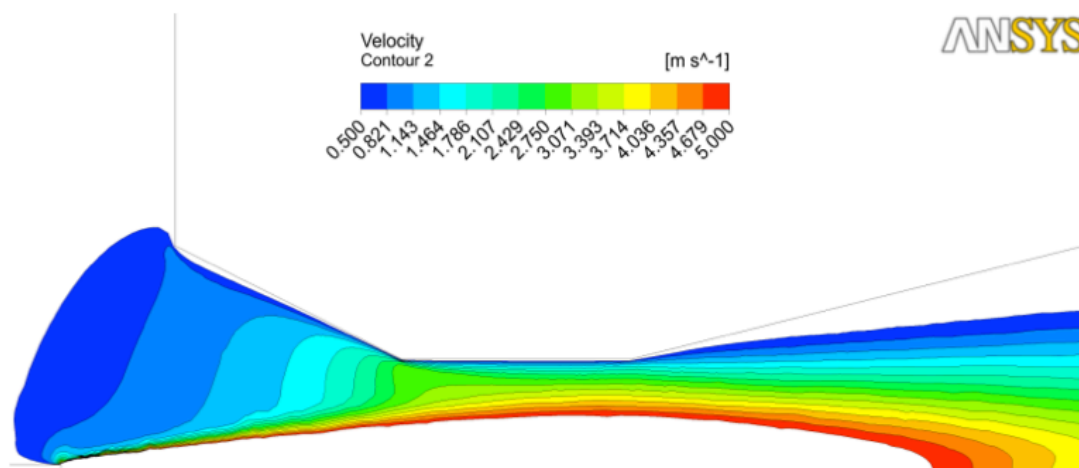


Figura D.3 – Distribuição de velocidades do escoamento para a garganta de 0,01 m.

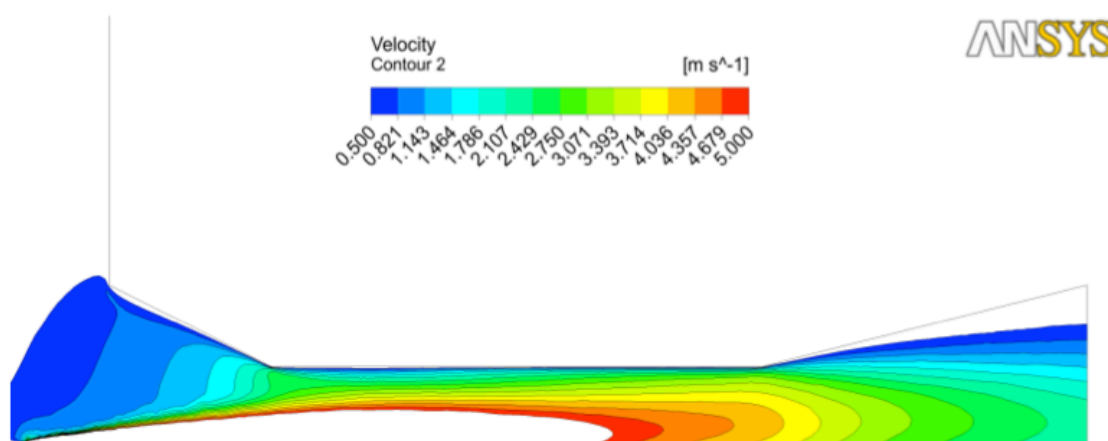


Figura D.4 – Distribuição de velocidades do escoamento para a garganta de 0,03 m.

Atentando às Figuras D.3 e D.4, verifica-se que o perfil de velocidades é bastante semelhante em ambas as situações. Contudo, denota-se que o escoamento atinge a zona do difusor do tubo venturi com maiores velocidades para o caso da garganta com 0,01 m de comprimento, como seria de esperar, visto a distância entre o injetor e o difusor ser menor neste caso.

Por último, é representado nas Figuras D.5 e D.6 a distribuição de velocidades tanto do jato como do escoamento, para os dois comprimentos da garganta considerados.

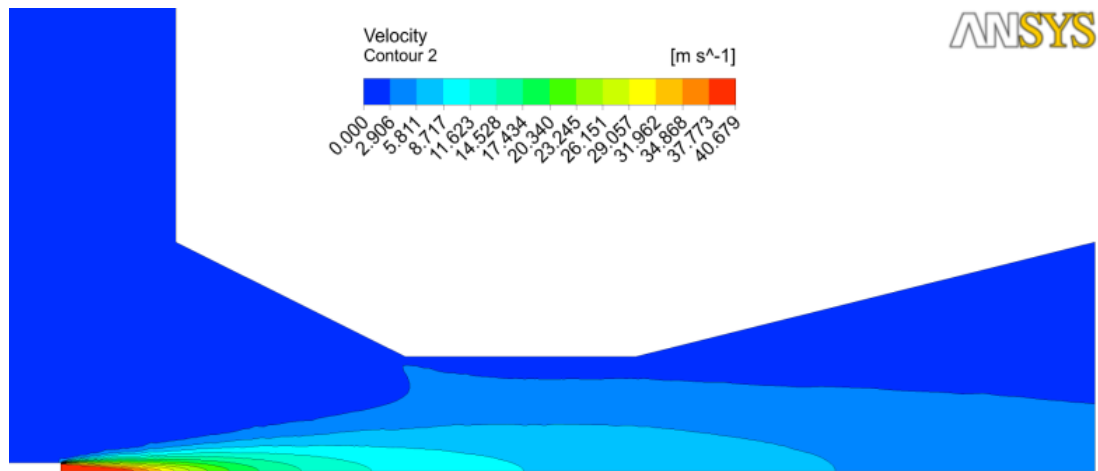


Figura D.5 – Distribuição de velocidades do conjunto jato-escoamento para a garganta de 0,01 m.

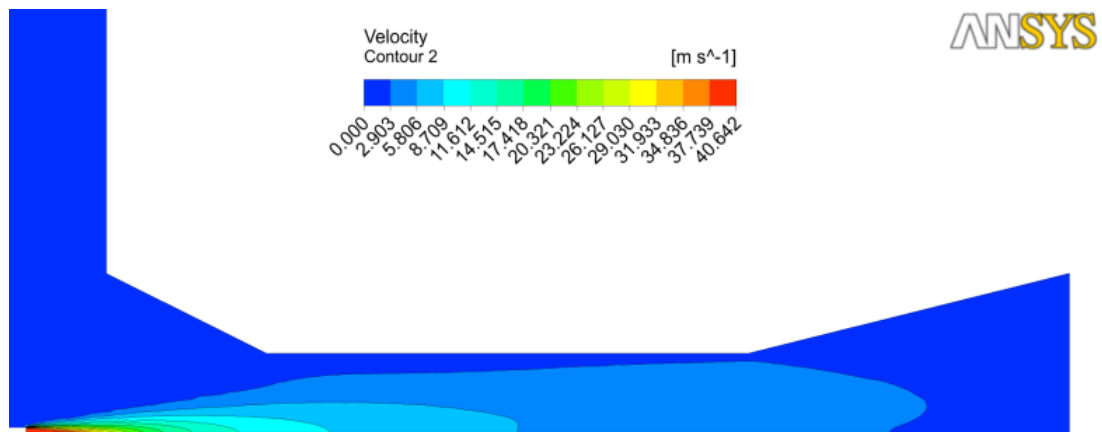


Figura D.6 – Distribuição de velocidades do conjunto jato-escoamento para a garganta de 0,03 m.